Das System der Strahlanpassung zwischen Vor- und Hauptbeschleuniger für die Van de Graaff-Zyklotron-Kombination VICKSI

INAUGURALDISSERTATION
zur Erlangung der Doktorwürde
des
Fachbereichs Physik
der Freien Universität Berlin

vorgelegt von
Günter Hinderer
aus Hamberg/Krs. Pforzheim

Januar 1975

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548902_0029

Das System der Strahlanpassung zwischen Vor- und Hauptbeschleuniger für die Van de Graaff-Zyklotron-Kombination VICKSI

Inauguraldissertation
zur Erlangung der Doktorwürde

des

Fachbereichs Physik
der Freien Universität Berlin

vorgelegt von

Günter Hinderer
aus Hamberg/Krs. Pforzheim

- Januar 1975 -

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

1. Gutachter: Prof. Dr. K. H. Lindenberger

2. Gutachter: Prof. Dr. S. Skorka

Tag der Promotion: 25. 4. 1975

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschreibt die Untersuchung zur Strahlanpassung zwischen den beiden Beschleunigern der Schwerionen-Beschleunigeranlage VICKSI (Van de Graaff Isochron-Cyclotron Kombination für schwere Ionen), die am Hahn-Meitner-Institut in Berlin im Aufbau ist. Bestimmende Elemente sind ein kombinierter Gas- und Folienstripper zur Erhöhung des Ladungszustands der Ionen, sowie zwei nach dem Klystron-Prinzip arbeitende Hochfrequenz-Buncher zur Anpassung des longitudinalen Phasenraumes. Zur Minimalisierung der Phasenraumvergrößerung durch Energie- und Winkelstreuung im Folienstripper wird dort in allein drei Richtungen ein Fokus erzeugt.

Das System enthält zwei achromatische Umlenkeinheiten von je zwei mal 45^{o}, in deren Mitte jedoch die Energie- und Phasenbreite des dispersiv aufgespaltenen Strahls beschnitten werden können. Die weitgehend achromatische Strahlführung erlaubt eine (in erster Ordnung) getrennte Transformation für die drei Unterräume des sechsdimensionalen Phasenraumes. Eine teleskopische Optik in horizontaler und vertikaler Richtung ergibt eine strahlunabhängige Transformation bis hin zur eigentlichen Anpassung an das Zyklotron.

In Verbindung mit einem dritten Buncher im Hochspannungspol des Vorbeschleunigers transformiert das System ca. 50 % der vom Van de Graaff angebotenen Ionen, die den Stripper mit dem richtigen Ladungszustand verlassen, in den Akzeptanzbereich des Zyklotrons.

Durch den Einsatz der Buncher erlangt der longitudinale Phasenraum die gleiche Bedeutung wie der horizontale und vertikale Phasenraum. Seine Transformation wird deshalb weitgehend analog beschrieben zu der im transversalen Phasenraum üblichen Weise: Entsprechend den dort zur Bündelung benutzten Quadrupol-Linsen können die Buncher als Linsen zur Fokussierung in longitudinaler Richtung aufgefaßt werden.

Mathematische Grundlage für alle ionenoptischen Berechnungen ist ein Matrix-Formalismus zur Transformation des sechsdimensionalen Phasenraumes, wie er von Brown, Kear und Howry (BKH 69) beschrieben und im Rechenprogramm TRANSPORT angewandt wird. Mit diesem Programm werden alle magnetoptischen Berechnungen durchgeführt, nachdem zuvor auf analytischem Wege die geeigneten Positionen der Buncher und des Strippers ermittelt wurden.

Abstract
========

The beam matching between the two accelerators of the heavy-ion accelerator combination VICKSI (Van de Graaff Isochron-Cyclotron Kombination für schwere Ionen) which is under construction at the Hahn-Meitner-Institut Berlin is investigated. The main elements are a combined gas- and carbon foil-stripper to increase the charge state of the ions and two clystron type high frequency bunchers for matching the longitudinal phase space. In order to minimize the enlargement of phase space due to energy- and angle straggling in the foil stripper a focus in all three dimensions is generated at this position.

The system comprises two achromatic bending units each consisting of two 45° magnets. The dispersion of the beam between the two magnets allows to limit the energy- and phase width of the beam. Since the beam guiding is (to first order) achromatic in most parts of the system the three sub-spaces of the six-dimensional phase space can be treated separately there. The setting of the magnetic elements does not depend on the special beam properties except for the final part of adaptation to the cyclotron (telescopic optics).

Half of the originally dc-beam is transformed into the acceptance of the cyclotron except for stripper efficiency. To achieve this a third buncher is provided in the terminal of the Van de Graaff in addition.

Longitudinal and transverse (horizontal and vertical) phase planes are of equal importance in this context and are therefore treated in an equivalent way; the bunchers are regarded as lenses for the longitudinal phase space just as quadrupoles are for the horizontal and vertical.

All ion-optical calculations use the matrix formalism for the transformation of the six-dimensional phase space as described by Brown, Kear and Howry and used in the computer program TRANSPORT (BKH 69). The proper positions of the stripper and the bunchers are determined analytically. The specifications of the magnetic elements are calculated numerically by means of this computer code.

Inhaltsübersicht

	Seite
1. Einführung in das Projekt VICKSI	1
2. Aufgaben- und Problemstellung	1
3. Randbedingungen	5
3.1. Das Zyklotron	6
3.2. Der Vorbeschleuniger	8
4. Stripper	9
4.1. Stripper-Eigenschaften	10
4.2. Möglichkeiten für den Ort des Strippers	13
5. Buncher	15
5.1. Buncherarten	15
5.2. Der Klystron-Buncher als Zeitlinse	16
6. Der longitudinale Phasenraum	20
6.1. Optik eines Systems aus zwei dünnen Linsen	21
6.2. Zeitfokus am Stripper und im Zyklotron	24
6.3. Zeitfokus nur im Zyklotron	27
7. Festlegung der Längen und Spannungen	28
7.1. Die Längen L_1, L_2 und L_3	28
7.2. Die Rohrlänge und Amplitude der Buncher	33
8. Der Horizontale und vertikale Phasenraum in erster Ordnung	36
8.1. Forderungen an das magnetoptische System	36
8.2. Die optischen Elemente des Strahlweges	41
8.3. Achromatische Strahlführung	43
8.4. Teleskopische Strahlführung	45
8.4.1. Analysierschlitz s1 bis Stripper str	45
8.4.2. Stripper str bis Buncher b2	51
8.5. Anpassung an das Zyklotron	54

Seite

9. Randfelder und Effekte zweiter Ordnung 56
9.1. Radiale Defokussierung der Buncher 56
9.2. Rechnung in zweiter Ordnung 59

10. Toleranzen 62
10.1. Phasentoleranz der Buncher 62
10.2. Toleranzen der magnetoptischen Elemente 65

11. Der longitudinale Phasenraum im nicht-linearen Bereich der Buncher, Phasenselektion 66

12. Zur praktischen Handhabung des Systems 74

13. Was bringt das Anpassungs-System ? 76

14. Ergänzungen 78

Anhang
======

A1. Matrix-Formalismus der Strahloptik A-1

A2. Rechnung des Gesamtsystems in erster Ordnung (Rechner-Ausdruck) A-8

Abbildungen 1 bis 14

Tabelle 1 bis 3

Literaturverzeichnis

1. Einführung in das Projekt VICKSI

Das am Hahn-Meitner-Institut in Berlin (HMI) im Aufbau befindliche Projekt VICKSI ist die Kombination eines vorhandenen, einstufigen Van de Graaffs als Vorbeschleuniger mit einem Isochron-Split-Pol-Zyklotron für radialen Einschuß. Mit dieser Anlage sollen Ionen in einem Massenbereich vom Proton bis etwa Argon beschleunigt werden. Ausgehend von ein- und zweifach positiv geladenen Ionen im Terminal des Van de Graaff können für $A \geq 10$ Energien in einem weiten kontinuierlichen Bereich bis zu 200 MeV erreicht werden. Werden auch höher geladene Ionen in genügender Intensität aus der Ionenquelle extrahiert, so erweitert sich der Bereich auf 300 MeV für dreifach bzw. 400 MeV für vierfach geladene Ionen.

In Abb. 1 ist der Grundriß der gesamten Anlage dargestellt. Er zeigt als Startpunkt den Analysiermagneten des Vorbeschleunigers, in den der CN-Van de Graaff von oben einschießt. Es folgen die Strahlanpassung zwischen den beiden Maschinen und das Zyklotron. Nach dem Zyklotron wird der Ionenstrahl zu Targetplätzen in der bereits bestehenden Experimentierhalle zurückgeführt. Die Strahlführung nach dem Zyklotron ist in (Hin 73) beschrieben. Gegenstand dieser Arbeit ist die Strahlpräparation zwischen den beiden Beschleunigern.

2. Aufgaben- und Problemstellung

Das hier zu beschreibende System der Strahlanpassung soll den aus dem Vorbeschleuniger extrahierten Ionenstrahl zum Zyklotron führen und gleichzeitig seine Eigenschaften den speziellen Bedingungen für den Einschuß in das Isochron-Zyklotron anpassen.

Eine grundlegende Bedingung für die meisten Ionenarten ist, daß ihr Ladungszustand auf dem Wege zum Zyklotron wesentlich erhöht wird. Dadurch werden sie magnetisch weicher und können auf die innerste Umlaufbahn des Zyklotrons gelenkt werden. Hierfür muß in dem System ein Stripper vorgesehen werden. Die unvermeidbare Energie- und Winkelverbreiterung durch Streuprozesse im Stripper ist für schwere Ionen im hier vorliegenden Massen- und Energiebereich nicht unerheblich und legt der Strahlführung spezielle Bedingungen auf, die in Kapitel 4 diskutiert werden.

Die Ionenquelle für das Beschleunigersystem befindet sich im Hochspannungspol des Van de Graaff. Sie unterliegt dort einschneidenden Beschränkungen sowohl räumlicher Art als auch bezüglich der zum Betrieb zur Verfügung stehenden Leistung. Damit ist das Angebot an extrahierten Ionen besonders für höhere Ladungszustände begrenzt. Auch der Vorbeschleuniger selbst kann nur einen bestimmten Ionenstrom transportieren. Zwischen den beiden Beschleunigern treten unvermeidbare Verluste an Ionen auf (z.B. durch eine geringe Ausbeute an Ionen mit dem richtigen Ladungszustand aus dem Stripper). Damit für die Experimente nach dem Zyklotron ein ausreichender Strahlstrom zur Verfügung steht, muß deshalb die Anpassung zwischen den beiden Beschleunigern sehr sorgfältig durchgeführt werden: Es gilt, einen möglichst großen Teil der vorbeschleunigten Ionen so zu führen und zu bündeln, daß sie im Zyklotron weiterbeschleunigt werden können.

Der Van de Graaff-Beschleuniger liefert einen kontinuierlichen Strom von Ionen. Da im Zyklotron jedoch nur die Teilchen beschleunigt werden, die beim Einschuß eine bestimmte Phasenlage bezüglich der Hochfrequenz besitzen, verlangt eine ökonomische Ausnutzung der vorhandenen Ionen den Einsatz von Bunchern, die den Ionenstrahl zu einzelnen

Strahlpaketen komprimieren. Hierdurch erlangt der longitudinale Phasenraum, der die Energie- und Zeitstruktur des Teilchenstroms beschreibt, eine wesentliche Bedeutung. Er ist gekoppelt mit dem transversalen Phasenraum durch Energie-Orts- und Energie-Winkel-Beziehungen (Dispersion). Das Problem der Anpassung zwischen den beiden Beschleunigern wird dadurch zum Problem der geeigneten Transformation des sechs-dimensionalen Phasenraumes eines Strahlpaketes durch ein ionenoptisches System.

Trotz dieser Komplexität der Strahlanpassung zwischen den beiden Beschleunigern soll das System klar und übersichtlich werden. So ist eine möglichst eindeutige Zuordnung der einzelnen Variationsparameter zu bestimmten Strahleigenschaften anzustreben. Dies ist wichtig, damit nicht etwa die Einstellung des Verbindungsweges mehr Zeit in Anspruch nimmt und schwieriger wird als der Betrieb der beiden Beschleuniger selbst. Die ganze Anlage wird über ein CAMAC-System und über einen Rechner (PDP-11) gesteuert werden. Denkt man - für eine spätere Ausbauphase - daran, die Parameter für die Elemente der Strahlführung vom Rechner automatisch einstellen zu lassen, so ist solch eine klare Zuordnung notwendig.[+]

Die Rechnungen zur Strahlführung werden teilweise analytisch und teilweise numerisch mit Hilfe des Rechenprogramms TRANSPORT von Brown, Kear und Howry (BKH 69) durchgeführt. Ihnen liegt ein Matrix-Formalismus der Strahloptik zu Grunde, der im Anhang in Kurzfassung dargestellt und in (BKH 69) ausführlich beschrieben ist. Ein Computer-Ausdruck einer

---

[+] In der jetzigen Planung werden die Parameter vom Operator über die Rechenmaschine eingestellt. Außerdem dient der Rechner zur sorgfältigen Protokollierung und Überwachung der eingestellten Werte, nicht jedoch zu deren automatischer Optimierung.

Rechnung in erster Ordnung für das gesamte Strahlführungssystem mit diesem Programm ist im Anhang ebenfalls beigefügt.

In vielen Strahltransportsystemen - speziell bei Systemen, in denen Gleichströme geführt werden - spielt der longitudinale Phasenraum eine untergeordnete Rolle und wird deshalb oft vereinfacht behandelt. In der hier zu beschreibenden Anlage hat er eine zentrale Bedeutung, und es erweist sich als zweckmäßig, ihn in weitestgehender Analogie zum transversalen Phasenraum zu beschreiben. Aus diesem Grunde wird in den folgenden Kapiteln weniger von der "zeitlichen Lage" der Ionen die Rede sein, sondern von der damit in eindeutiger Weise korrelierten longitudinalen Ortsabweichung ℓ gegenüber einem "Sollteilchen", dessen Bewegung durch die "Zentrale Trajektorie" beschrieben wird. In gleicher Weise ist die Energie der Ionen in Richtung der optischen Achse durch ihre relative Impulsabweichung $\frac{p_z}{p_o}$ vom "Sollimpuls" p_o bestimmt, die in völliger Analogie zum transversalen Phasenraum als eine Winkelabweichung δ interpretiert wird.+

Im folgenden Kapitel werden zunächst die Randbedingungen näher erläutert, die für die Anpassung der beiden Beschleuniger wichtig sind. Anschließend wird auf das Problem der Stripper eingegangen und die Funktion der verwendeten Buncher als Linsen für den longitudinalen Phasenraum

---

+ p_z ist nur die (positive oder negative) Impulsdifferenz zu p_o. Der Gesamt-Impuls in Richtung der optischen Achse des Systems ist p_z+p_o. Zur genaueren Definition der Begriffe siehe Kapitel A1 und Ref. (BKH 69).

erklärt. In den Kapiteln 6 bis 8 wird dann in linearer Näherung das gesamte Konzept der Strahlführung entwickelt. In den Kapiteln 9 und 10 wird untersucht, inwieweit diese Rechnung Abweichungen erfährt durch die zweite Ordnung der Transformation der magnetoptischen Elemente, durch die radial-longitudinale Kopplung, die die Buncher mit sich bringen und durch eine falsche Positionierung der optischen Elemente. In Kapitel 11 wird die Behandlung des longitudinalen Phasenraumes erweitert auf den nicht-linearen Bereich der Buncher, und es wird beschrieben, wie die unerwünschten Anteile im longitudinalen Phasenraum abgetrennt werden können. Die Kapitel 12 und 13 gelten einer abschließenden Behandlung des Gesamtsystems und führen zurück zur Aufgabenstellung. In den Ergänzungen in Kapitel 14 wird über neueste Änderungen berichtet, die sich auf Grund der weiteren Entwicklung des Projektes VICKSI während der Niederschrift dieser Arbeit ergeben haben.

3. Randbedingungen

Der Standort des neuen Zyklotrons lag schon zu einem frühen Zeitpunkt während der Planung des Projektes VICKSI im wesentlichen fest. Die bisherige Experimentierhalle sollte zur Unterbringung der neuen Targetpositionen dienen, und das Zyklotron in einem daran anschließenden, neu zu errichtenden Gebäude aufgestellt werden. Das Zyklotron wird zur Zeit von der schwedischen Firma Scanditronix gebaut. Eine vorher von ihr angefertigte Studie diente als Grundlage für die Planung der Anlage.
Im Zuge der Weiterentwicklung des Projektes mußte die Position des Zyklotrons unter Berücksichtigung einer vorläufigen Konzeption für die Strahlführung vor und hinter dem Beschleuniger festgeschrieben werden. Messungen des Streufeldes von Modellmagneten für das Zyklotron

ergaben jedoch eine Änderung des angenommenen Einschußwinkels in das Zyklotron um ca. 15^{o}. Diese Änderung und weitere Erkenntnisse über Mängel in der ursprünglichen Konzeption machten eine neue Planung des Verbindungsweges zwischen beiden Beschleunigern notwendig. Dieses neue System der Strahlanpassung ist Gegenstand dieser Arbeit.

Als räumliche Randbedingung für die hier zu entwickelnde Strahlführung sind damit die beiden Endpunkte sowie die Einschußrichtung in das Zyklotron gegeben. Die Anfangsrichtung des Strahlweges kann durch Schwenken des CN-Analysiermagneten in Grenzen frei gewählt werden. Zwischen beiden Beschleunigern befinden sich mehrere tragende Säulen, die ebenfalls beachtet werden müssen.

Als weitere Randbedingungen werden im folgenden die besonderen Eigenschaften der beiden zu verbindenden Beschleuniger beschrieben.

3.1. Das Zyklotron

Das Zyklotron besteht aus vier getrennten Sektormagneten und zwei Dees zwischen je zwei Magneten. In den beiden übrigen Talregionen werden die Injektion und die Extraktion durchgeführt. Für die weitere Betrachtung sind folgende Spezifikationen wichtig:

Frequenzbereich: 8-20 MHz, variabel

Beschleunigungsmode: 2., 3., 4., 5. und 6. Harmonische

$$K_{inj}^{max} = \left.\frac{A \cdot E_{inj}/MeV}{(q/e)^2}\right|_{max} : \begin{array}{l} 7.2 \text{ (design value)} \\ 6 \text{ (guarantee value)} \end{array}$$

Beschleunigsfaktor $\frac{E_{extr}}{E_{inj}}$: 16.6

Akzeptanz:

a) longitudinal

$\left.\frac{\Delta E}{E}\right|_{inj}$: ± 0.5 %

Phasenbreite: $\pm 3^{o}$ der Beschleunigungsfrequenz, wenn die Energieunschärfe des extrahierten Strahls besser als ± 0.05 % sein soll.

b) horizontal und vertikal: je 10 π mm mrad

c) Am Eingang zum Zyklotron muß der von den Ionen eingenommene Phasenraum bestimmte Orientierungen aufweisen. Hier müssen die horizontale, vertikale und die longitudinale Phasenellipse des Ionenstrahls mit je zwei Parametern an die Akzeptanz des Zyklotrons angepaßt werden.[+] Hinzu kommt die richtige Kopplung zwischen dem horizontalen und dem longitudinalen Phasenraum, die durch die Angabe der Orts- und Winkeldispersion charakterisiert ist.

Die Multiplikation des Beschleunigungsfaktors mit K_{inj}^{max} liefert den üblicherweise angegebenen Wert

K_{extr}^{max} : 120 (design value)

100 (guarantee value).

Hieraus resultiert die Typbezeichnung des Split-Pole-Cyclotron: SPC-100.

[+] Mögliche Parameter hierfür sind z.B. das Verhältnis der Halbachsen der Ellipse und deren Orientierung.

3.2. Der Vorbeschleuniger

Der CN-Van de Graaff hat eine maximale Terminal-Spannung von 6 MV. Er liefert vom Prinzip her Gleichstrom. Mit einem sinusförmig erregten Buncher im Terminal soll jedoch eine Strahlmodulation durchgeführt werden. In (B1F 69) wird gezeigt, daß mit einem solchen Buncher etwa 60 % des Gleichstroms in ein Phaseninterval von 60° gebracht werden kann. Wir gehen deshalb aus von folgender Spezifikation des Ionenstrahls beim Austritt aus dem Van de Graaff:

durchfallene Spannung U_o: maximal 6 MV

Ladungszustände: q = 1, 2, eventuell auch höher

Emittanz:

a) longitudinal:

$\frac{\Delta E}{E}$: besser als $\pm$ 0.05 %

Phasenbreite: $\pm 30^{\circ}$ der Zyklotron-HF

b) horizontal und vertikal: je (5-10) π mm mrad

Der Van de Graaff war ursprünglich zur Beschleunigung leichter Ionen (bis ^{4}He) gebaut. Die umfangreichen Umrüstarbeiten zum Betrieb mit schweren Ionen sind noch nicht abgeschlossen. Die Emittanz hängt wesentlich von der erreichbaren Güte der Ionenquellen ab und kann bis jetzt nur grob abgeschätzt werden.

Ein Vergleich zwischen dem "Angebot" des Vorbeschleunigers und der "Nachfrage" des Zyklotrons gibt sofort die zwei wichtigsten Kriterien für den Injektionspfad:

a) Die magnetische Steifigkeit der Ionen muß durch Erhöhung ihres Ladungszustandes unter den maximalen Wert für K_{inj} gebracht werden (z.B. für 12 MeV ^{40}Ar: $q_{inj} \geq 9$). Hierzu ist ein Stripper erforderlich.

b) Der Strahl muß zeitlich komprimiert werden, um möglichst viel Intensität in die Phasenakzeptanz von $\pm 3^{\circ}$ zu schieben. Hierfür werden an geeigneter Stelle HF-Buncher verwendet.

4. Stripper

Wegen der großen Bedeutung des Strippers für das Projekt VICKSI wurden am HMI schon zu Beginn der Planung Vorbereitungen zur Durchführung umfangreicher Stripperexperimente getroffen. Ziel dieser Experimente ist es, Aussagen zu erhalten über folgende Fragenkomplexe:

a) Intensitätsverteilungen schwerer Ionen auf die verschiedenen Ladungszustände nach dem Durchgang durch verschiedene Gas- und Folienstripper.

b) Minimale Stripperdicken, die zur Erreichung eines Gleichgewichts in den Ladungszuständen notwendig sind.

c) Messung der Energie- und Winkelverbreiterung des Ionenstrahls nach Durchgang durch einen Gas- oder Folienstripper.

d) Aussagen über Haltbarkeit und Homogenität von Stripperfolien.

Nach Einbau einer Quelle für schwere Ionen in das Terminal des Van de Graaff konnten Anfang 1974 die Messungen beginnen. Die bisherigen Ergebnisse sind in (EHH 74) zusammengefaßt.

4.1. Stripper-Eigenschaften

Im Verbindungsweg zwischen beiden Beschleunigern wird ein differentiell gepumpter Gas-Stripper (hauptsächlich mit N_2 als Strippergas) oder ein Kohlenstoff-Folienstripper an der selben Stelle zur Anwendung kommen. In Abb. 2a-d sind in Abhängigkeit von der Einschußenergie für Neon- und Argon-Ionen nach dem Durchgang durch einen N_2-Gasstripper oder einen Kohlenstoff-Folienstripper deren Intensitätsverteilungen auf die verschiedenen Ladungszustände aufgetragen. In den Kurven sind die neuen, hier im Institut erzielten Meßergebnisse kombiniert mit in der Literatur bekannten, älteren Ergebnissen (Bet 73). Es zeigt sich, daß bei gleicher Energie durch den Folienstripper höhere Ladungszustände erzeugt werden können. So ist z.B. für 12 MeV Argon der häufigste Ladungszustand nach einem Folienstripper 9^+, nach dem N_2-Gasstripper jedoch nur 6^+ (jeweils mit ca. 35 % Intensität).

Für den Garantiewert $K_{extr}^{max} = 100$ ergibt sich der zur Beschleunigung im Zyklotron notwendige minimale Ladungszustand durch

$$q_{min} \geq \sqrt{\frac{16.6 \cdot E_{inj}/\mathrm{MeV} \cdot A}{100}} \quad . \qquad (4\text{-}1)$$

Ausgehend vom Gleichheitszeichen ist hierbei q_{min} auf ganze Zahlen aufzurunden. Die stark ausgezeichneten Teile in den Intensitätskurven von Abb. 2 überstreichen gerade den Energiebereich, für den der entsprechende Ladungszustand identisch mit q_{min} ist. Für Neon zeigt ein Vergleich der Kurven für die beiden Stripperarten, daß bis zur oberen Energiegrenze für $q_{min} = 6$ (10.8 MeV) der Gasstripper gleich gute Ausbeuten liefert wie der Folienstripper. Oberhalb von

10.8 MeV ist der Folienstripper etwas günstiger, jedoch ergibt auch der Gasstripper im interessanten Bereich bis 18 MeV (Grenze von $q_{min} = 8$) noch brauchbare Intensitäten von über 10 % der auf den Stripper treffenden Ionen.

Für Argon-Ionen zeigen die Kurven, daß der Gebrauch eines Gasstrippers praktisch ausgeschlossen ist. Der Folienstripper liefert mit zunehmender Energie zwar auch ungünstigere Ausbeuten in den nutzbaren Ladungszuständen, jedoch liegen hier bis zur Grenze von $q_{min} = 11$(18 MeV) alle Intensitäten oberhalb von 10 %.

Der Gasstripper hat gegenüber dem Folienstripper einige Vorteile, wie aus dem Nachfolgenden noch ersichtlich werden wird. Man wird ihn deshalb für alle die Ionen und Energien einsetzen, für die die Intensität im notwendigen Ladungszustand nicht wesentlich geringer ist als beim Folienstripper. Die Grenze zwischen den Anwendungsbereichen der beiden Stripper ist u.a. wegen der Ganzzahligkeit des Ladungszustandes nicht scharf. Für den Energiebereich bis ca. 18 MeV wird man bei Ionen mit $A \leq 20$ mit dem Gasstripper auskommen. Von da ab verläuft die Grenze mit zunehmender Masse zu kleineren Energien hin, bis man bei Argon schließlich im ganzen Energiebereich den Folienstripper benötigt. Wenn für das Zyklotron statt des angenommenen Wertes $K^{max}_{extr} = 100$ der "Design"-Wert von 120 erreicht wird, vergrößert sich der Anwendungsbereich des Gas-Strippers erheblich.

Die Kurven in Abb. 2 gelten für Stripperdicken, die genügend groß sind zur Erreichung eines Gleichgewichts in den einzelnen Ladungszuständen. Die hierfür minimal notwendigen Targetdicken wurden mit dem N_2-Gasstripper gemessen. Sie nehmen mit der Energie zu und betragen bei 18 MeV für Neon ca. 4.5 $\mu g/cm^2$ und für Argon 2.6 $\mu g/cm^2$. Stripperdicken, die

über diese Gleichgewichtswerte hinausgehen, verändern die Ladungsverteilung nicht mehr, vergrößern jedoch unnötigerweise die Energie- und Winkelunschärfe des Ionenstrahls durch Vielfachstreuung im Stripper. Für den Gasstripper kann über den Gasdruck im Stripperrohr dieser Wert angepaßt werden. Stripperfolien können jedoch mit genügender Homogenität nur in einer Schichtdicke von minimal ca. 10 $\mu g/cm^2$ hergestellt werden. In Abb. 3a und b sind für eine Kohlenstoffolie dieser Dicke Kurven für die Energieverbreiterung nach der Theorie von Williams (Wil 32) und für die Winkelverbreiterung nach der Theorie von Meyer (Mey 71) in Abhängigkeit von der Kernladungszahl des Projektils Z_p angegeben. Parameter ist die Einschußenergie der Ionen. Die im Hause durchgeführten Messungen bei $Z_p = 10$ und $Z_p = 20$ zeigten für die homogensten ^{12}C-Folien Energieverbreiterungen, die etwa doppelt so groß sind wie nach der Theorie von Williams zu erwarten ist. Die Werte für die Winkelverbreiterung stimmten mit der Theorie von Meyer überein. Inhomogene Kohlenstoffolien lieferten jedoch in beiden Fällen bis zu einem Faktor 4-5 höhere Werte als die besten Exemplare. Auch anfangs homogene Folien wurden bei stärkerer Strahlenintensität zunehmend inhomogen (EHH 74).

Dies zeigt, daß bei Verwendung eines Folienstrippers mit einer erheblichen Energie- und Winkelverbreiterung gerechnet werden muß. Sie wird durch statistische Prozesse im Stripper hervorgerufen und vergrößert deshalb den Phasenraum der Ionen. Das Ausmaß dieser Vergrößerung hängt jedoch entscheidend von der Orientierung des Phasenraumes am Ort des Strippers ab. Dies ist in Abb. 4 an Hand der horizontalen, vertikalen und longitudinalen Phasenellipse eines Teilchenpaketes schematisch dargestellt. Bedingung für eine möglichst

geringe Aufweitung des Phasenraumes ist eine möglichst scharfe Taille in allen drei Dimensionen am Ort des Strippers. Dies ist gleichbedeutend mit der Forderung nach aufrechtstehenden Phasenellipsen mit möglichst großen Halbachsen in der Winkelrichtung. Als Beispiel sei solch eine Phasenallipse mit den Halbachsen 5 mrad und 1 mm angenommen. Durch eine Winkelstreuung von ebenfalls 5 mrad wird diese Phasenellipse bei quadratischer Addition der Winkel näherungsweise um den Faktor 1.4 vergrößert. Steht der durch die Winkelstreuung repräsentierte Stripper jedoch nur 2 m von dieser Taille entfernt (reine Driftstrecke), so ist die Phasenellipse an diesem Ort bereits so stark geschert, daß ihr Schnittpunkt mit der Ordinate bei 0.5 mrad liegt. Die quadratische Addition von 5 mrad zu diesem Wert führt zu einer Vergrößerung der Phasenfläche um den Faktor 10!

4.2. Möglichkeiten für den Ort des Strippers

Das Beispiel zeigt, daß bei ungünstigen optischen Bedingungen am Ort des Strippers der sechsdimensionale Phasenraum der Ionenpakete leicht durch Energie- und Winkelverbreiterung um zwei bis drei Zehnerpotenzen vergrößert werden kann. Wählt man den Objekt-Schlitz des CN-Analysiermagneten als Ort für den Stripper, so ist eine gute Anpassung für den horizontalen und vertikalen Phasenraum gegeben. Der Analysiermagnet dient dann gleichzeitig zur Ladungstrennung, und die magnetischen Elemente des gesamten Strahlweges können wegen der geringeren Steifigkeit der Ionen entsprechend klein gehalten werden. In longitudinaler Richtung wird jedoch die gute Energieschärfe des Ionenstrahls zerstört. Hier kann die Phasenfläche bei etwas inhomogenen Stripperfolien leicht um den Faktor 10

vergrößert werden. Die resultierende Energieunschärfe entspricht dann bereits in etwa der Akzeptanz des Zyklotrons, was den Einsatz der im nächsten Kapital beschriebenen Klystron-Buncher zur longitudinalen Bündelung des Ionenstrahls sinnlos macht.

Eine für den longitudinalen Phasenraum günstigere Stelle für den Ort des Strippers wäre im Zyklotron oder in dessen Nähe, da dort ohnehin ein longitudinaler Fokus erzeugt werden soll. Vorläufige Rechnungen für den Injektionspfad innerhalb des Zyklotrons zeigen jedoch, daß der Ionenstrahl beim Eintritt in die Vakuumkammer einen Strahldurchmesser von ca. 3 cm in horizontaler und ca. 2 cm in vertikaler Richtung haben wird. Hier ist also für den transversalen Phasenraum eine sehr ungünstige Stelle zur Aufstellung eines Folienstrippers. Im Zyklotron selbst müßte der Stripper vor den optischen Elementen zur Einlenkung des Ionenstrahls auf die erste Umlaufbahn stehen. Hier ist die transversale Ausdehnung zwar kleiner, jedoch hat der Strahl dort weder in horizontaler noch in vertikaler Richtung eine enge Taille. Ein weiterer, bedeutender Nachteil wäre, daß die Trennung der verschiedenen Ladungszustände im Zyklotron erfolgen und dort die Strahldiagnose erheblich erschweren würde. Will man diese Schwierigkeiten eines Strippers im Innern des Zyklotrons vermeiden, so liegt es nahe, die optischen Bedingungen am Stripperort von denen des Zyklotrons zu entkoppeln und den Stripper weit außerhalb zwischen den beiden Beschleunigern in einen horizontalen und vertikalen Fokus zu setzen. Das allerdings macht den Einsatz von mindestens zwei Bunchern erforderlich, um auch in longitudinaler Richtung einen Fokus am Stripper (wegen Energieverbreiterung durch Vielfachstreuung) und auf der ersten Bahn im Zyklotron (wegen $\pm 3^{\circ}$ Phasenakzeptanz) erzeugen zu können.

Für den Gasstripper ist die Phasenraumvergrößerung wesentlich geringer. Er könnte an einem anderen Ort als der Folienstripper stehen. Allerdings muß dort in horizontaler und vertikaler Richtung auch eine enge Taille vorliegen, da der Gas-Kanal nur eine geringe Eintritts- und Austrittsöffnung haben darf. Da die Konstruktion eines kombinierten Gas- und Folienstrippers keine größeren Schwierigkeiten verursacht als zwei getrennte Stripper, werden beide an derselben Stelle eingesetzt. Die Kriterien für die genauere Position dieses kombinierten Strippers werden in Kapitel 6 und 7 entwickelt. Da die Eigenschaften der Buncher hierbei eine wichtige Rolle spielen, wenden wir uns nun diesen Systemen zu.

5. Buncher

5.1. Buncherarten

Zur Verringerung der longitudinalen Ausdehnung eines Strahlpaketes werden im wesentlichen zwei Arten von Bunchern verwendet.

a) Der Mobley-Buncher

Er verringert die longitudinale Abweichung ℓ eines Teilchens auf Kosten des horizontalen oder vertikalen Winkels θ bzw. ϕ durch eine Hochfrequenzablenkung senkrecht zur Strahlrichtung und anschließende Umlenkung in einem magnetischen Dipol. Er zerstört also die lineare Unabhängigkeit der drei Unterräume des Phasenraumes.

b) Der Klystron-Buncher

Er verwendet ebenfalls ein elektrisches Hochfrequenzfeld, das aber parallel zur Strahlrichtung liegt (Beschleunigungsspalt). Hier wird die longitudinale Abweichung ℓ eines Teilchens in einem Strahlpaket auf

Kosten seines longitudinalen Winkels $\delta = \frac{p_z}{p_o}$ verringert, also die Impuls- bzw. Energieunschärfe des Strahls vergrößert. Diese Transformation erhält die lineare Unabhängigkeit der Phasenellipsen, da sie sich nur im longitudinalen Phasenraum abspielt.

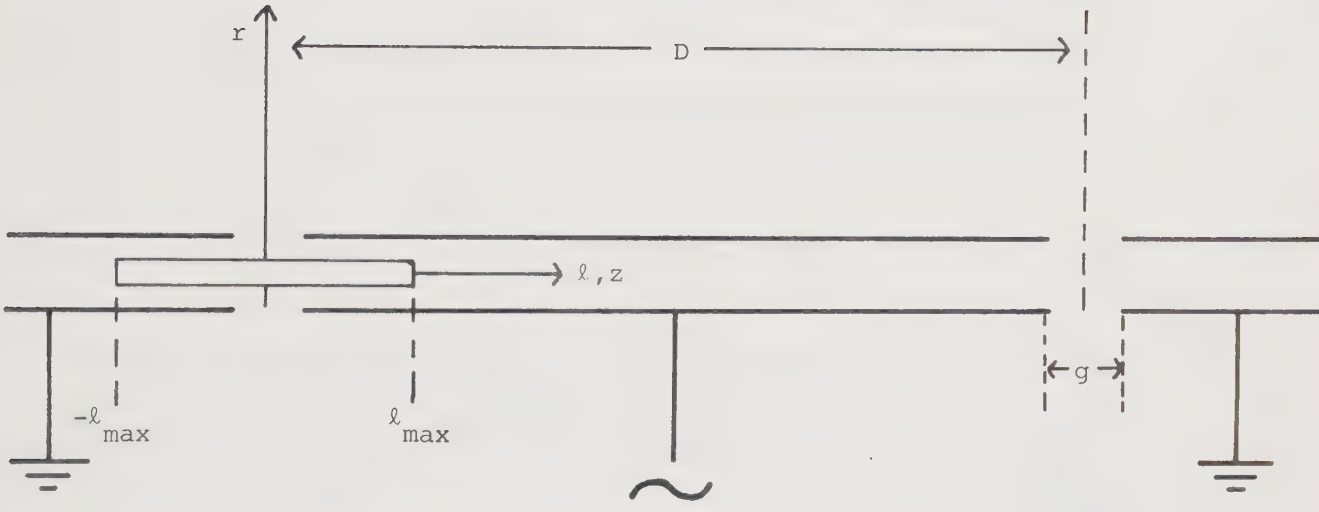
Zur Erzeugung eines longitudinalen Fokus am Stripper ist nur der Klystron-Buncher geeignet, da es hier gerade auf die Vorgabe einer möglichst großen Energieunschärfe in Strahlrichtung ankommt. Auch für den "Zeitfokus" im Zyklotron ist diese Buncherart geeigneter, da in allen drei Dimensionen die Emittanzflächen des Vorbeschleunigers in etwa den Akzeptanzflächen des Zyklotrons entsprechen und deshalb eine Transformation vom longitudinalen in den horizontalen Phasenraum nicht erwünscht ist.

Im folgenden wird deshalb der Klystron-Buncher näher behandelt, und es wird gezeigt, daß er aufgefaßt werden kann als eine Linse für den longitudinalen Phasenraum.

5.2. Der Klystron-Buncher als Zeitlinse

Wir betrachten eine metallische Röhre der Länge (D-g) zwischen zwei geerdeten Röhren. Die Spaltbreite g sei klein gegenüber dieser Länge, ebenso ihr Durchmesser. An der Mittelröhre liege eine sinusförmige HF-Spannung mit der Kreisfrequenz ω und der Amplitude U_B.

Ein Teilchenpaket der Länge $2 \cdot \ell_{max}$ von Ionen mit positiver Ladung q durchfliege den ersten Spalt längs der z-Achse zeitlich so, daß sich das zentrale Teilchen beim Nulldurchgang der Spannung in dessen Mitte befindet. Die Ableitung der Spannung nach der Zeit sei so gewählt, daß zeitlich frühere Teilchen, d.h. solche mit positiver ℓ-Koordinate, in der Spaltmitte eine abbremsende Kraft erfahren.



Wir betrachten nun ein im longitudinalen Phasenraum "paralleles" Teilchen, d.h. ein Teilchen, das vor dem Spalt längs der z-Achse den die zentrale Trajektorie definierenden Impuls p_o besitzt und dessen Winkel $\delta = \frac{pz}{p_o}$ somit Null ist. Seine longitudinale Ortsabweichung ist ℓ. Dieses Teilchen hat nach dem ersten Spalt die Spannung

$$U(\ell) = -U_B \cdot \sin\omega\frac{\ell}{v_o} \qquad (5\text{-}1)$$

durchfallen, wobei $v_o = \frac{p_o}{m}$ und m = Ionenmasse sind.

Ist die elektrische Steifigkeit der zentralen Trajektorie $U_o = \frac{{p_o}^2}{2m \cdot q}$ groß gegenüber $U(\ell)$, so besitzt das Teilchen jetzt den longitudinalen Winkel (= relative Impulsabweichung)

$$\delta(\ell) = \frac{p_z}{p_o} = -\frac{1}{2}\frac{U_B}{U_o}\sin\omega\frac{\ell}{v_o} \quad . \tag{5-2}$$

Für "achsennahe" Teilchen, d.h. für kleine Winkel $\omega\cdot\ell/v_o$, können wir den Sinus durch sein Argument ersetzen. Damit ist der Ablenkwinkel $\delta(\ell)$ proportional zur Ortsabweichung ℓ und der Beschleunigungsspalt verhält sich wie eine Linse. Seine Brechkraft ist

$$-\frac{1}{f_s} = -\frac{1}{2}\cdot\frac{U_B}{U_o}\cdot\frac{\omega}{v_o} \quad , \tag{5-3}$$

denn nach einer Driftstrecke der Länge f_s besitzen alle vor dem Spalt parallelen Teilchen die longitudinale Ortskoordinate $\ell + f_s \cdot \delta(\ell) = 0$ und bilden dort einen "Zeitfokus".

Bezeichnet man mit α die Phasenlänge des Buncherrohrs, d.h. die Phasenänderung der Hochfrequenz während der Zeit $\frac{D}{v_o}$, so gilt

$$\frac{\omega}{v_o} = \frac{\alpha}{D} \quad . \tag{5-4}$$

Wird die Rohrlänge D so gewählt, daß $\alpha = \pi$ wird, so hat der zweite Spalt die gleiche Brechkraft, und

$$-\frac{1}{f_B} = -\alpha\cdot\frac{U_B}{D}\cdot\frac{1}{U_o} \tag{5-5}$$

wird die Brechtkraft eines Klystron-Bunchers als Linse für den longitudinalen Phasenraum.+

+ f_B beschreibt ein System zweier dünner Linsen im Abstand D und ist deshalb nicht exakt $f_s/2$, sondern $f_B = 2\cdot(f_s/2)^2/(f_s-D/2)$ und die Hauptebenen liegen um $\Delta = 2\cdot(D/2)^2/(2f_s-D)$ von der Rohrmitte entfernt.

Diese Formel kann verglichen werden mit der fokussierenden Brechkraft einer dünnen, magnetischen Quadrupollinse:

$$-\frac{1}{f_Q} = -\frac{B_o \cdot L}{a} \cdot \frac{1}{B \cdot \rho} \qquad (5\text{-}6)$$

Hier ist B_o/a der Feldgradient, L die effektive Länge der Linse und $B \cdot \rho$ die magnetische Steifigkeit der Ionen.

Der Buncher kann so lange als System zweier "dünner" Linsen angesehen werden wie die Spaltbreite g klein ist gegen die Brennweite f_B (d.h. in den Spalten selbst erfolgt keine Änderung der ℓ-Koordinate). Mit Brennweiten von einigen Metern, wie sie hier zur Anwendung kommen werden und Spaltbreiten von ca. 2 cm ist dies gut erfüllt. Der Buncher ist linear für ℓ-Werte in dem Bereich, in dem $\sin \frac{\omega}{v_o} \cdot \ell$ linear ist. Nimmt man als Grenze hierfür einen Winkel von $\pm 30^o$ an, so ergibt sich eine Nutzbarkeit des "Aperturradius" D von 1/6. Wird der Buncher auf der Zyklotronfrequenz betrieben, so entspricht dieser Wert gerade der angenommenen Ausleuchtung durch den vorgepulsten Van de Graaff-Strahl. Die Brennweite für die Randstrahlen ($\ell \hat{=} \pm 30^o$) ist dann um 4.7 % größer als für achsennahe Strahlen.+

Ist die Phasenlänge $\alpha = D \cdot \frac{\omega}{v_o}$ größer oder kleiner als 180^o, so muß die HF-Phase so eingestellt werden, daß sich die Teilchen mit $\ell = 0$ zum Zeitpunkt des Spannungsbauches in der Mitte der Driftröhre befinden, die Abweichung von 180^o also symmetrisch auf rechts und links verteilt wird. Es kann gezeigt werden, daß (5-5) dann weiterhin gilt, wenn U_B ersetzt wird durch

---

+Eine genauere Untersuchung der Wirkung der Nicht-Linearität im Bereich bis $\ell \hat{=} \pm 180^o$ erfolgt in Kap. 11

$$U_B^{eff} = U_B \cdot \left| \sin \frac{\alpha}{2} \right| , \tag{5-7}$$

was zu

$$- \frac{1}{f_B} = - \frac{\omega}{v_o} \cdot \frac{U_B}{U_o} \cdot \left| \sin \frac{\alpha}{2} \right| \tag{5-8}$$

führt.+

6. Der longitudinale Phasenraum

Linsensysteme für den longitudinalen Phasenraum sind wesentlich aufwendiger und schwieriger in der Handhabung als solche für den transversalen Phasenraum. Die dort benutzten Quadrupollinsen sind relativ einfache, statische Systeme, die mit hoher Linearität gebaut werden können und relativ kleine Brennweiten erlauben. Zum Betrieb der Klystron-Buncher in der Größenordnung, wie sie hier benötigt werden, sind dagegen leistungsstarke Hochfrequenzsender erforderlich (Größenordnung 10 KW Ausgangsleistung). Hinzu kommt eine umfangreiche Regelung der Phasenlage der Hochfrequenz. Die Brennweiten sind nach unten beschränkt durch die erzielbaren Buncheramplituden U_B und liegen etwa eine Größenordnung über denen für Quadrupollinsen.

Für die Planung der Strahlführung zwischen den beiden Beschleunigern bedeutet dies, daß es sinnvoll ist, zunächst ein möglichst einfaches Linsensystem für den longitudinalen Phasenraum zu entwickeln. Dies legt das Gerüst fest,

---

+Gültig, wenn die Spaltbreite g weiterhin klein ist gegenüber einer Phasenlänge von 180^o.

in das dann in geeigneter Weise die magnetoptischen Elemente einzufügen sind (Kap. 8). Die Rechnungen für das longitudinale Linsensystem könnten auch mit dem Programm TRANSPORT durchgeführt werden.+ Wegen der grundlegenden Einteilung des Strahlweges und zur Klärung der verschiedenen Abhängigkeiten wird es jedoch vorgezogen, dieses "Gerüst" analytisch zu begründen.

In diesem Kapitel wird deshalb für zwei Buncher die Optik eines Systems aus zwei dünnen Linsen mit den gegebenen Randbedingungen entwickelt. In Kap. 7 erfolgt dann die Festlegung der Parameter für das longitudinale Linsensystem.

6.1. Optik eines Systems aus zwei dünnen Linsen

In Kapitel 4.2 wurde begründet, warum der Stripper im Verbindungsweg zwischen den beiden Beschleunigern stehen soll. Hier soll dieser Ort nun bestimmt werden.

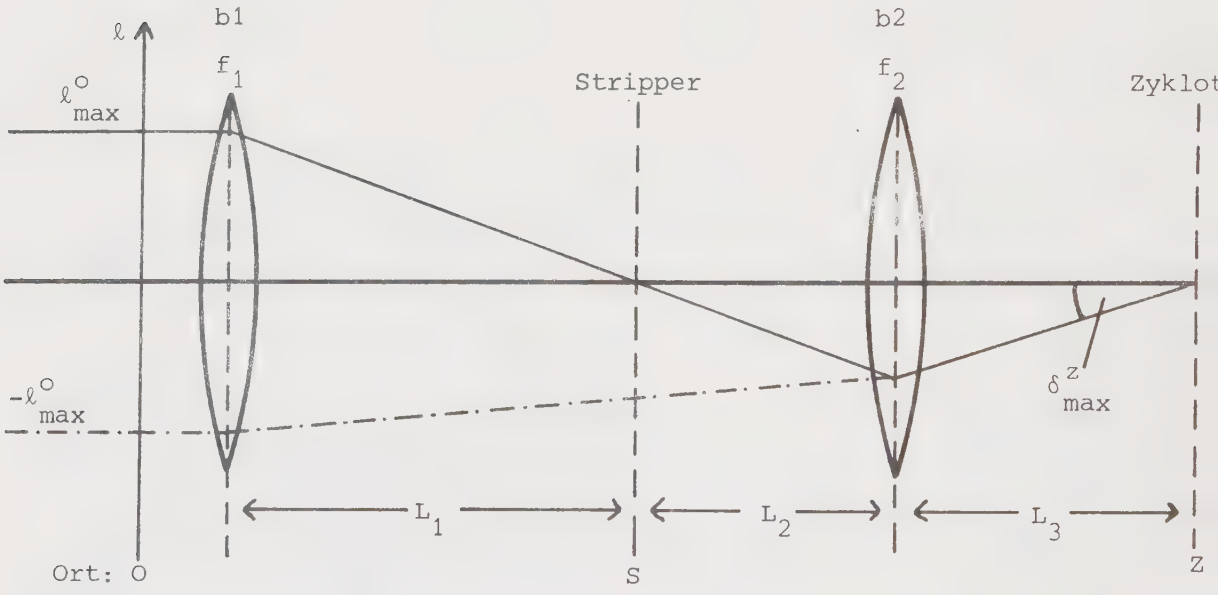
Ausgangspunkt für die Transformation des longitudinalen Phasenraumes ist - entsprechend der angenommenen Emittanz des Vorbeschleunigers - eine aufrecht stehende Phasenellipse mit den Halbachsen $\ell^{o}_{max} \hat{=} 30^{o}$ der Zyklotronfrequenz und $\delta^{o}_{max} = 0.025$ %, was einer Energieunschärfe des Strahls von ± 0.05 % entspricht. Diese Ellipse soll mittels zweier linearer Buncher in eine aufrecht stehende Ellipse am Zyklotron transformiert werden mit den Halbachsen

+ In dem Programmausdruck im Anhang sind die Buncher durch die Matrix für eine dünne Linse im longitudinalen Phasenraum dargestellt.

$$\ell^{z}_{max} \hat{=} 3^{o} \qquad \text{und}$$

$$\delta^{z}_{max} = 0.25\ \% \hat{=} 0.5\ \% \frac{\Delta E_z}{E_o}$$

Der Stripper wird einbezogen, indem für Ionen mit A > 20 auch an diesem Ort eine aufrecht stehende Phasenellipse verlangt wird. Diese Bedingungen können erfüllt werden durch folgendes Linsensystem:



Es sind zwei parallele Strahlen mit maximaler Ortsabweichung vor dem ersten Buncher b1 eingezeichnet, die beide zu dem maximalen Winkel am Zyklotron führen und die Fälle

A > 20 mit Fokus bei S, Folienstripper

und

A $\leq$ 20 ohne Fokus bei S, Gasstripper

repräsentieren sollen. Es zeigt sich hier schon, daß im zweiten Fall wesentlich größere Brennweiten f_1 und f_2 genommen werden können.

Der in A1 entwickelte Formalismus wird auf den longitudinalen Phasenraum beschränkt und nun hier angewandt. Eine lineare, dünne Linse mit der Brennweite f wird dargestellt durch die Matrix

$$R_L = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix} , \qquad (6\text{-}1)$$

eine Driftstrecke der Länge L durch

$$R_D = \begin{bmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{bmatrix} . \qquad (6\text{-}2)$$

Hieraus ergeben sich die Transformationsmatrizen am Ort S bzw. am Ort Z bezüglich des Anfangortes O:

$$R(S) = \left[\begin{array}{c|c} 1 - L_1/f_1 & L_1 \\ \hline -1/f_1 & 1 \end{array}\right] = \left[\begin{array}{c|c} R_{55}(S) & R_{56}(S) \\ \hline R_{65}(S) & R_{55}(S) \end{array}\right] \qquad (6\text{-}3)$$

$$R(Z) = \left[\begin{array}{c|c} 1 + \dfrac{L_3(L_1+L_2) - f_2(L_1+L_2+L_3) - f_1 L_3}{f_1 \cdot f_2} & L_1+L_2+L_3 - \dfrac{L_3(L_1+L_2)}{f_2} \\ \hline \dfrac{(L_1+L_2) - (f_1+f_2)}{f_1 \cdot f_2} & 1 - \dfrac{L_1+L_2}{f_2} \end{array}\right]$$

$$= \left[\begin{array}{c|c} R_{55}(Z) & R_{56}(Z) \\ \hline R_{65}(Z) & R_{66}(Z) \end{array}\right] . \qquad (6\text{-}4)$$

Die Winkelunschärfe am Ort Z soll zehnmal so groß werden wie vor dem Buncher b1, und für die Ortsunschärfe gilt das Umgekehrte. Das berechtigt zu der Näherung, den Strahl vor b1 als "parallel" anzusehen und im Zyklotron (und am Stripper für A > 20) als "Punkt". Diese Abbildung ist charakterisiert durch die Bedingung

$$R_{55} = 0 . \qquad (6\text{-}5)$$

Es werden nun die beiden verschiedenen Fokussierungsbedingungen getrennt weiter behandelt.

6.2. Zeitfokus am Stripper und im Zyklotron

In diesem Falle werden

$$f_1 = L_1 \qquad (6\text{-}6)$$

und

$$R(S) = \begin{bmatrix} 0 & L_1 \\ -1/L_1 & 1 \end{bmatrix} . \qquad (6\text{-}7)$$

Mit (6-6) in (6-4) eingesetzt und der Forderung $R_{55}(Z) = 0$ ergeben sich

$$f_2 = \frac{L_2 \cdot L_3}{L_2 + L_3} \tag{6-8}$$

und

$$R(Z) = \begin{bmatrix} 0 & -\frac{L_1 \cdot L_3}{L_2} \\ \frac{L_2}{L_1 \cdot L_3} & -\left[\frac{L_1}{L_2} + \frac{L_1+L_2}{L_3}\right] \end{bmatrix} . \tag{6-9}$$

Die Phasenellipse am Ort O wird dargestellt durch die Strahlmatrix:

$$\sigma(O) = \begin{bmatrix} \sigma_{55} & \sigma_{56} \\ \sigma_{65} & \sigma_{66} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (\ell^{o}_{max})^2 & 0 \\ 0 & (\delta^{o}_{max})^2 \end{bmatrix} . \tag{6-10}$$

Die σ-Matrix transformiert sich vom Ort O nach Z entsprechend der Gleichung

$$\sigma(Z) = R(Z) \cdot \sigma(O) \cdot (R(Z))^T . \tag{A1-8}$$

Das T steht für die transponierte Matrix. Führt man die Multiplikation durch, so ergibt sich:

$$\sigma(Z) = \begin{bmatrix} (\delta^{o}_{max} \cdot \frac{L_1 \cdot L_3}{L_2})^2 & \\ (\delta^{o}_{max})^2 \cdot \frac{L_1 \cdot L_3}{L_2} \cdot \left[\frac{L_1}{L_2} + \frac{L_1+L_2}{L_3}\right] & (\ell^{o}_{max} \cdot \frac{L_2}{L_1 \cdot L_3})^2 + (\delta^{o}_{max})^2 \cdot \left[\frac{L_1}{L_2} + \frac{L_1+L_2}{L_3}\right]^2 \end{bmatrix} . \tag{6-11}$$

Die Nicht-Diagonalelemente sind klein, verschwinden für $\delta^{o}_{max} \to 0$ und sind Ausdruck dafür, daß die Abbildung parallel → Punkt eine Näherung für die gewünschte Abbildung Taille → Taille darstellt. Mit einer geringfügig geänderten Matrix R(Z) ließe sich auch $\sigma_{65} = \sigma_{56} = 0$ erreichen. $\sqrt{\sigma_{55}}$ und $\sqrt{\sigma_{66}}$ sind den am Zyklotron gewünschten Halbachsen ℓ^{z}_{max} bzw. δ^{z}_{max} gleichzusetzen, woraus sich

$$\left| -\frac{1}{R_{65}(Z)} \right| = \frac{L_1 \cdot L_3}{L_2} = \frac{\ell^{z}_{max}}{\delta^{o}_{max}} \approx \frac{\ell^{o}_{max}}{\delta^{z}_{max}} \qquad (6\text{-}12)$$

ergibt.

Als zweite Gleichung für die Berechnung der Strecken L_1, L_2 und L_3 steht deren Summe als gewünschte bzw. realisierbare Gesamtlänge zur Verfügung:

$$L = L_1 + L_2 + L_3 \,. \qquad (6\text{-}13)$$

Drittens werden die Gleichungen (6-6) und (6-8) über ein wünschenswertes Verhältnis k der Brennweiten der beiden Buncher miteinander verkoppelt:

$$k = \frac{L_1 \cdot (L_2 + L_3)}{L_2 \cdot L_3} = \frac{f_1}{f_2} \,. \qquad (6\text{-}14)$$

Der Faktor k berücksichtigt die unterschiedliche elektrische Steifigkeit der Teilchen vor und nach dem Stripper sowie eventuell eine unterschiedliche Betriebsfrequenz der beiden Buncher und wird so ausgelegt werden, daß die maximal notwendigen Buncheramplituden U_{b1} und U_{b2} in etwa gleich und möglichst klein sind.

6.3. Zeitfokus nur im Zyklotron

Mit der Bedingung eines Zeitfokus sowohl am Stripper als auch im Zyklotron sind die dynamischen Variablen der beiden Buncher ausgeschöpft. Mit der Festlegung der Längen L_i sind nämlich auch die Brennweiten der Buncher gemäß (6-6) und (6-8) und damit der Abbildungsmaßstab zwischen den Taillen an den Orten O und Z bestimmt. Wird jedoch der Gasstripper benutzt, so ist der longitudinale Zwischenfokus dort nicht unbedingt erforderlich. Hier wird es sich als günstiger erweisen, statt dessen frei über den Abbildungsmaßstab zu verfügen.

Wird in Gleichung (6-4) $R_{55}(Z) = 0$ gesetzt (wegen Zeitfokus im Zyklotron) und dann die Strahlmatrix gemäß (A1-8) transformiert, so gilt Gleichung (6-12) weiterhin bezüglich der Kopplung zwischen den Halbachsen und $R_{65}(Z)$. Die Brennweite $-1/R_{65}(Z)$ des Gesamtsystems und damit der Abbildungsmaßstab kann jedoch auch bei festen Längen L_i noch verändert werden. Für die dafür notwendigen Einzelbrennweiten der beiden Linsen als Funktion von $R_{65}(Z)$ ergeben sich mit $L = \sum L_i = L_1 + L_2 + L_3$:

$$f_1 = \frac{(L_1 + L_2) \cdot (L_1 + L_2 + 1/R_{65}(Z))}{L + 1/R_{65}(Z) + R_{65}(Z) \cdot L_3 \cdot (L_1 + L_2)} \qquad (6\text{-}15)$$

und

$$f_2 = \frac{L_3 \cdot (L_1 + L_2)}{L + 1/R_{65}(Z)} \cdot \qquad (6\text{-}16)$$

7. Festlegung der Längen und Spannungen

7.1. Die Längen L_1, L_2 und L_3

Bisher spielten Eigenschaften des Zyklotrons nur allgemein bezüglich seiner Akzeptanz eine Rolle. Betrachtet man jedoch die Formel (6-12) und die Forderung $\ell^z_{max} \hat{=} 3^o$, so muß hier die Umrechnung von einem Phasenwinkel ϕ der Beschleunigungsfrequenz im Zyklotron in eine Länge vorgenommen werden.[+] Da es sich um ein Isochron-Zyklotron handelt, kann die Beziehung aufgestellt werden:

$$\ell(\phi,H) = \frac{2\pi \cdot \bar{\rho}_{inj}}{H} \cdot \frac{\phi}{360^o} . \qquad (7\text{-}1)$$

Hier ist $\bar{\rho}_{inj}$ der über den Umfang der ersten Bahn (ohne Beschleunigung) gemittelte Injektionsradius des Zyklotrons. Für das SPC-100 gilt:

$$\bar{\rho}_{inj} = 41 \text{ cm} . \qquad (7\text{-}2)$$

H ist das ganzzahlige Verhältnis (Harmonische) der Beschleunigungsfrequenz ω_z zur Umlauffrequenz ω_p der Teilchen im Zyklotron:

$$H = \frac{\omega_z}{\omega_p} . \qquad (7\text{-}3)$$

[+] Der Buchstabe ϕ bezeichnet auch die Winkelabweichung eines Strahls in vertikaler Richtung. Da im allgemeinen klar ist, von welchem Phasenraum die Rede ist, ist eine Verwechslung nicht zu befürchten.

Wird am Ort des Strippers ein zusätzlicher Zeitfokus benötigt, so kann die gewünschte Transformation zwischen Van de Graaff und Zyklotron

$$\left.\begin{aligned} \ell^{o}_{max} &\hat{=} 30^{o} \\ \delta^{o}_{max} &= 0.025\ \% \end{aligned}\right\} \rightarrow \left.\begin{aligned} \ell^{z}_{max} &\hat{=} 3^{o} \\ \delta^{z}_{max} &= 0.25\ \% \end{aligned}\right. \qquad (7\text{-}4)$$

mit den beiden Bunchern nicht für alle Harmonischen gleichzeitig erfüllt werden. Nach (7-1) entsprechen nämlich den 3^{o} je nach dem Wert von H verschiedene geometrische Strahllängen ℓ^{z}_{max}, was nach (6-12) bei gegebenem δ^{o}_{max} verschiedene Werte für $L_1 \cdot L_3/L_2$ nötig macht. Über diese Länge kann aber nur einmal verfügt werden. Hier muß ein Kompromiß gefunden werden.

Abb. 5 zeigt das zulässige Geschwindigkeitsquadrat der Ionen für den Einschuß, wenn sie mit der Harmonischen H im Zyklotron weiterbeschleunigt werden sollen. Die dritte Harmonische reicht hinauf bis ca. 1.5 MeV/Nukleon. Diese Grenze wird von Ionen, für die der Folienstripper erforderlich ist, nie überschritten, weshalb hierfür nur die Harmonischen drei bis sechs in Frage kommen. Ionen, für die der Gasstripper ausreicht (oder ganz ohne Stripper), werden auf den Harmonischen zwei und drei beschleunigt.

Die Anpassung wird deshalb vorgenommen für einen Mittelwert zwischen der dritten und sechsten Harmonischen, nämlich für H = 4.5.[+] Mit (7-1) und (7-2) ergibt sich $\ell^{o}_{max} = \ell(30^{o}, 4.5) = 4.77$ cm und mit (6-12)

[+] Mit diesem nicht-ganzzahligen Wert kann natürlich nicht beschleunigt werden.

$$\frac{L_1 \cdot L_3}{L_2} = \frac{\ell^{o}_{max}}{\delta^{z}_{max}} = \frac{4.77\ \text{cm}}{0.25\ \%} = 19\ \text{m} = \frac{1}{R_{65}(Z)} \quad . \tag{7-5}$$

Einer Ausleuchtung des ersten Bunchers von $\pm 30^{o}$ der Beschleunigungsfrequenz entsprechen durch diese Festlegung folgende Werte für die Energieunschärfe am Zyklotron (in linearer Näherung):

$$\begin{aligned} &\text{Dritte Harmonische: } \Delta E/E = \pm\ 0.75\ \% \\ &\text{Vierte Harmonische: } \Delta E/E = \pm\ 0.56\ \% \\ &\text{Fünfte Harmonische: } \Delta E/E = \pm\ 0.45\ \% \\ &\text{Sechste Harmonische: } \Delta E/E = \pm\ 0.38\ \% \end{aligned} \tag{7-6}$$

Nun muß der Faktor $k = f_1/f_2$ festgelegt werden. Soll er dazu dienen, die maximal notwendigen Amplituden U_{b1} und U_{b2} gleich zu machen, muß hier die Entscheidung über die Betriebsfrequenzen für die Buncher gefällt werden.

Für den ersten Buncher bietet sich die Zyklotronfrequenz an, da er hierdurch in etwa in seinem linearen Teil ausgeleuchtet wird. Am Ort des zweiten Bunchers ist die Längenausdehnung der Strahlpulse wesentlich kleiner, und hierfür käme die doppelte Zyklotronfrequenz in Frage, was nach (5-8) bei gleichen Brennweiten die halbe Amplitude nötig machen würde. Hier kommen technische Überlegungen ins Spiel, nämlich inwieweit der Vorzug der kleineren Spannung durch den Nachteil eines Frequenzbandes von 16-40 MHz aufgewogen wird.[+] Vor allem würde es aber in der Konstruktion

[+] Zur Erzeugung der notwendigen Amplituden werden Schwingkreise benötigt. Der Frequenzbereich von 16-40 MHz liegt gerade zwischen dem KW-Bereich, in dem konventionelle Schwingkreise aus Spulen und Kondensatoren verwendet werden können und dem UKW-Bereich, in dem auf koaxiale Schwingsysteme übergegangen wird.

zweier völlig verschiedener Buncher enden. Es wurde entschieden, beide Buncher identisch auszuführen und sie auf der Zyklotronfrequenz zu betreiben.

Somit wird der Faktor k durch das Vehältnis der elektrischen Steifigkeit der Ionen vor und nach dem Stripper bestimmt. Er muß ausgesucht werden für die jeweils höchstmöglichen Werte, für die der Folienstripper benutzt wird. Für U_o(prae Stripper) ist das die maximale Terminalspannung des Van de Graaff von 6 MV. Für den Buncher nach dem Stripper kann dieser Wert nicht so einfach gefunden werden, da die Grenze der Anwendung des Folienstrippers fließend ist.[+] Aus den Abbildungen 2a-d kann U_o(post stripper) jedoch abgeschätzt werden, indem die auf der Abszisse aufgetragene Energie jeweils durch den minimal notwendigen Ladungszustand dividiert wird (siehe stärker ausgezogene Teile der Kurven). Im Bereich von Energien bis zu 18 MeV werden so Spannungen von maximal 2.25 MV bei Neon und 1.6 MV bei Argon gefunden. Da der Anwendungsbereich des Folienstrippers erst oberhalb der Masse 20 anfängt, wird U_o^{max}(post stripper) = 2 MV angenommen, was mit (5-8) und (6-14) zu

$$k = \frac{f_1}{f_2} = \frac{L_1 \cdot (L_2 + L_3)}{L_2 \cdot L_3} = 3 \qquad (7\text{-}7)$$

führt.[++]

[+] Von Seiten des Zyklotrons ist nur eine obere Grenze für die magnetische Steifigkeit der Ionen gegeben.

[++] Es wird also angenommen, daß in den Fällen, wo maximale Buncheramplituden benötigt werden, der Stripper den Ladungszustand um den Faktor 3 erhöht.

Somit ist das System bei Vorgabe einer Länge bestimmt. Wählt man L_3 als vorgegeben, so folgt

$$L_1 = \frac{k \cdot R_{65}(Z) \cdot L_3^2 - L_3}{R_{65}(Z) \cdot L_3} \qquad (7\text{-}8)$$

und hieraus

$$L_2 = R_{65}(Z) \cdot L_1 \cdot L_3 \qquad (7\text{-}9)$$

und

$$L = L_1 + L_2 + L_3 \,. \qquad (7\text{-}10)$$

Für L_3 Werte zwischen 10 und 12 Meter und $k = 3$, sowie $R_{65}(Z) = 1/19$ m gemäß (7-5) sind die Ergebnisse in Tabelle 1 (Nr. 1-7) zusammengefaßt. Auch aufgeführt sind die gemäß (6-6) und (6-8) berechneten Brennweiten für das System mit zwei Brennpunkten sowie die über (6-15) und (6-16) berechneten Brennweiten für einen Zeitfokus nur im Zyklotron. Im letzteren Fall werden dabei für $R_{65}(Z)$ jeweils die Werte genommen, die bei $\pm 30^{\circ}$ Phasenbreite vor dem ersten Buncher zu Energieunschärfen von ± 0.5 % im Zyklotron führen:

$$\begin{aligned} &\text{Zweite Harmonische: } R_{65}(Z) = -\,1/42.9 \text{ cm} \\ &\text{Dritte Harmonische: } R_{65}(Z) = -\,1/28.6 \text{ cm} \,. \end{aligned} \qquad (7\text{-}11)^{+}$$

+Negatives Vorzeichen, da hier kein Zwischenfokus vorhanden ist.

7.2. Die Rohrlänge und Amplitude der Buncher

In Kapitel 5.2 wurde gezeigt, daß bei gegebener Brennweite der Buncher die dafür benötigte Amplitude U_B dann minimal ist, wenn für die Phasenlänge $\alpha = \pi$ gilt. Mit $\alpha = D \cdot \omega / v_o$ heißt dies, daß die Rohrlänge der Buncher jeweils an die Betriebsfrequenz und die Geschwindigkeit der Ionen angepaßt werden muß. Dies bringt Schwierigkeiten in der Konstruktion mit sich, und die Frage ist, ob man nicht einen Kompromiß finden kann der Art, daß man mit einer festen Rohrlänge D auskommt und trotzdem die maximal benötigte Amplitude U_B nicht wesentlich erhöht. Diesem Ziel dient die nachfolgende Betrachtung.

Wir knüpfen an die Formel

$$-\frac{1}{f_B} = -\frac{\omega}{v_o} \cdot \frac{U_B}{U_o} \cdot \left| \sin \frac{\alpha}{2} \right| \qquad (5\text{-}8)$$

an. Mit der im letzten Kapitel getroffenen Festlegung $\omega = \omega_z$ und der Definition der Harmonischen H in (7-3) können wir schreiben:

$$\frac{\omega}{v_o} = H \cdot \frac{\omega_\rho}{v_o} = H \cdot \frac{1}{\bar{\rho}_{inj}} \qquad (7\text{-}12)$$

und

$$\alpha = H \cdot \frac{D}{\bar{\rho}_{inj}} \,. \qquad (7\text{-}13)$$

Die Kopplung an das Zyklotron reduziert also das Kontinuum möglicher Werte von D (für $\alpha = \pi$) auf fünf diskrete Längen für die Harmonischen zwei bis sechs. Statt (5-8) können wir setzen:

$$-\frac{1}{f_B} = -\frac{1}{\bar{\rho}_{inj}} \cdot \frac{U_B}{U_o} \cdot H \cdot \left| \sin\left(\frac{H}{2} \cdot \frac{D}{\bar{\rho}_{inj}}\right) \right| \qquad (7\text{-}14)$$

oder, nach U_B aufgelöst,

$$U_B = U_o \cdot \frac{\bar{\rho}_{inj}}{f_B} \cdot g\left(H, \frac{D}{\bar{\rho}_{inj}}\right) \qquad (7\text{-}15)$$

mit

$$g\left(H, \frac{D}{\bar{\rho}_{inj}}\right) = \left[H \cdot \left| \sin\left(\frac{H}{2} \cdot \frac{D}{\bar{\rho}_{inj}}\right) \right| \right]^{-1} . \qquad (7\text{-}16)$$

Die Funktion g ist in Abb. 6 in Abhängigkeit von $D/\bar{\rho}_{inj}$ mit H = 2, 3, 4, 5 und 6 als Parameter aufgetragen. Wir betrachten zunächst die Harmonischen drei bis sechs. In all diesen Harmonischen sollen Teilchen mit Zeitfokus am Stripper, d.h. mit einheitlichem f_1 und f_2 sowie mit maximaler Steifigkeit U_o beschleunigt werden. Die maximal notwendigen Buncheramplituden U_{b1} und U_{b2} hängen damit nur noch von der Funktion g ab. Für jede Harmonische einzeln ist g am kleinsten, wenn $D/\bar{\rho}_{inj}$ ein ungeradzahliges Vielfaches von π/H ist. Dann wird $g = 1/H$. Durch die kleinste Harmonische ist g also mit dem Wert 1/3 nach oben beschränkt.

Die Graphen zeigen, daß eine Einzelanpassung für jede Harmonische nicht sinnvoll ist. Der Schnittpunkt der Kurven für H = 3 und H = 6 bei

$$D/\bar{\rho}_{inj} = 0.88 \qquad (7\text{-}17)$$

liefert nämlich eine gemeinsame obere Grenze für H = 3 bis 6, die mit g = 0.344 nur um 3 % höher liegt als der ohnehin begrenzende Wert für H = 3. Für H = 2 ist $g(D/\bar{\rho}_{inj} = 0.88) =$ 0.65, also etwa doppelt so groß wie für H = 3 und H = 6.

Die zweite Harmonische wird aber nur verwendet für Teilchen ohne zeitlichen Zwischenfokus am Stripper. Aus Tabelle 1 sehen wir, daß die Brennweiten f_1 und f_2 für diese Fokussierungsart immer mehr als doppelt so groß sind wie die entsprechenden Brennweiten für zwei Brennpunkte, was die Spannungen U_{b1} und U_{b2} also auch hier unter dem kritischen Wert für die dritte Harmonische hält. In der Tabelle 1 sind die sich aus (7-15) und (7-17) ergebenden maximalen Werte für die Buncheramplituden mit aufgeführt. Hierbei ist für einen Zeitfokus und H = 2 angenommen, daß U_o^{max}(post Stripper)= 6 MV, was berücksichtigt, daß auf dieser Harmonischen auch Ionen beschleunigt werden sollen, für die überhaupt kein Stripper benötigt wird. Mit $\bar{\rho}_{inj}$ = 41 cm wird die Rohrlänge der Buncher:

$$D = 36.0 \text{ cm} . \qquad (7\text{-}18)$$

Die Beispiele in Tabelle 1 zeigen, daß die erforderlichen Buncheramplituden wesentlich von der zur Verfügung stehenden Länge des Strahlweges abhängen. Will man die Spannungen unter 60 KV halten - womit bereits hohe Anforderungen an die Leistungsfähigkeit der Buncher gestellt werden - so werden Wegstrecken L von mindestens 34 m benötigt. Der Abstand der Zentren der beiden Beschleuniger beträgt nur ca.28 m, weshalb auch aus diesem Grunde eine gerade Verbindung wenig günstig ist.

Unter Nr. 8 in Tabelle 1 sind die Werte für die in Abb. 1 skizzierte Strahlführung angegeben. Die dort gewählten Längen L_1, L_2 und L_3 sind bezüglich des longitudinalen Phasenraumes nicht ganz optimal. So ist die Energieunschärfe am Zyklotron für zwei Brennpunkte und $\pm 30^o$ Phasenbreite vor dem ersten Buncher im Mittel etwas zu hoch

($\Delta E/E = \pm 0.55$ % für H = 4.5). Außerdem benötigt der zweite Buncher wegen k = 3.2 höhere Amplituden als der erste. Die Strahlführung stellt jedoch einen guten Kompromiß dar zwischen den Erfordernissen im longitudinalen Phasenraum und den im nächsten Kapitel geschilderten Eigenschaften der transversalen Fokussierung. Als wichtige Randbedingungen gehen außerdem die verschiedenen räumlichen Beschränkungen ein, z.B. tragende Säulen im vorhandenen Gebäude.

8. Der horizontale und vertikale Phasenraum in erster Ordnung

In den letzten beiden Kapiteln wurde das optische System zur Anpassung des longitudinalen Phasenraumes entwickelt. Hierdurch wurde das Gerüst des Verbindungsweges zwischen beiden Beschleunigern gebildet und die Längen L_i ungefähr festgelegt. Das System der Strahlanpassung soll nun weiter konkretisiert werden durch Einfügen geeigneter magnetoptischer Elemente. An den Orten b1, str, b2 und im Zyklotron sind hierbei spezielle Bedingungen zu erfüllen, die in Kapitel 8.1 untersucht werden. Kapitel 8.2 beschreibt dann das geplante Strahlführungssystem und geht ein auf Modalitäten der Rechnung, die zu diesem System geführt haben. In den folgenden Kapiteln 8.3 bis 8.5 werden wichtige Teilaspekte des Systems beschrieben.

8.1. Forderungen an das magnetoptische System

Die Art und Weise, wie ein optisches System auf einen Teilchenstrahl wirkt, ist bestimmt durch die Transformationseigenschaft des Systems. Forderungen an das magnetoptische System können daher formuliert werden als Bedingungen, die an bestimmte Elemente seiner Transformationsmatrix gestellt werden.

In einem magnetoptischen System, für das die (x-z)-Ebene eine gemeinsame Symmetrie-Mittelebene darstellt, ist die allgemeine Transformationsmatrix erster Ordnung:

$$R = \begin{bmatrix} R_{11} & R_{12} & 0 & 0 & 0 & R_{16} \\ R_{21} & R_{22} & 0 & 0 & 0 & R_{26} \\ 0 & 0 & R_{33} & R_{34} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & R_{43} & R_{44} & 0 & 0 \\ R_{51} & R_{52} & 0 & 0 & 1 & R_{56} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} . \qquad \text{(A1-9)}$$

Die vertikale Untermatrix $\begin{bmatrix} R_{33} & R_{34} \\ R_{43} & R_{44} \end{bmatrix}$ ist orthogonal zum Rest der Matrix. R kann deshalb getrennt werden in eine 2x2-Matrix für den vertikalen Phasenraum und eine 4x4-Matrix, die die beiden miteinander gekoppelten Phasenräume in x- und z-Richtung transformiert. Sind in dem System auch Buncher als Linsen für den longitudinalen Phasenraum vorhanden, so kann zwar weiterhin der vertikale Phasenraum getrennt behandelt werden. Die Elemente der verbleibenden 4x4-Matrix sind dann jedoch im allgemeinen alle von Null verschieden. Dies würde die Handhabung des Systems sehr kompliziert, wenn nicht sogar unmöglich machen. An das magnetoptische System müssen deshalb solche Forderungen gestellt werden, die weitgehend auch für den horizontalen und den longitudinalen Phasenraum eine getrennte Transformation zulassen.

In (A1-9) können die Elemente R_{51} und R_{52} als Linearkombinationen der Ortsdispersion R_{16} und der Winkeldispersion R_{26} geschrieben werden (siehe Kapitel A1). Für ein achromatisches System[+] mit magnetischen Dipol- und Quadrupolfeldern ist deshalb $R_{16} = R_{26} = R_{51} = R_{52} = 0$, und die Transformation ist in allen drei Richtungen entkoppelt.

Werden die Buncher an Orten eingesetzt, an denen diese Bedingung erfüllt ist, so wirken sie dort nur auf den longitudinalen Phasenraum.[++] Eine wichtige Forderung für die unabhängige Transformation der Phasenellipsen ist deshalb, daß das Strahlführungssystem zum Ort der beiden Buncher achromatisch ist (ausgehend von einem Startort, an dem keine Kopplung der Phasenräume vorliegt).

Zwischen den beiden Bunchern liegt der Stripper. Auch hier müssen die Phasenräume voneinander entkoppelt sein. Hierfür sind zwei Gründe maßgebend: Zum einen bringt der erste Buncher eine hohe Energieunschärfe in den Ionenstrahl. Soll dieser am Ort des Gasstrippers durch einen engen Kanal geführt werden (differentiell gepumptes Gastarget), so darf der Strahl hier zumindest nicht durch Ortsdispersion aufgefächert sein. Der andere Grund liegt in der beträchtlichen Energie- und Winkelverbreiterung im Folienstripper. Weist der Ionenstrahl vor Eintritt in den Stripper eine Kopplung zwischen den Phasenräumen auf, so wird diese

[+] Manchmal wird ein System auch als "achromatisch" bezeichnet, wenn die Ortsdispersion R_{16} allein verschwindet. Ist R_{26} zusätzlich Null, wird dann von "doppelt achromatisch" gesprochen. Hier wird ein System achromatisch genannt, wenn $R_{16} = R_{26} = 0$ ist. Verschwindet nur eine der beiden Größen, so ist das System "nicht ortsdispersiv" bzw. "nicht winkeldispersiv".

[++] Siehe jedoch auch Kapitel 9.1

durch die Verbreiterung geändert. Das nachgeschaltete magnetoptische System bis zum zweiten Buncher kann die Phasenräume dann nicht mehr vollständig entkoppeln. Deshalb muß die Transformationsmatrix auch am Ort des Strippers achromatisch sein.

Eine durchgehend achromatische Strahlführung bis zum Zyklotron ist nicht möglich, da dort gerade eine bestimmte Orts- und Winkeldispersion gefordert ist. Neben diesen beiden Werten sind dort für jede Phasenellipse zwei Größen anzupassen. Eine weitgehende Entkopplung sollte jedoch auch hier gefunden werden, indem die Dispersionanpassung erst kurz vor dem Zyklotron erfolgt, die Linsen für die übrigen Parameter jedoch noch in einem achromatischen Teil nach dem zweiten Buncher stehen.

Zur Minimalisierung der Winkelstreuung wird am Stripper auch in horizontaler und vertikaler Richtung eine Taille verlangt. Die Strahlfleckgröße sollte dabei etwas variabel sein. Auch am Ort der Buncher sollte in beiden Richtungen eine Taille oder mindestens eine geringe Strahlausdehnung vorliegen, um einerseits das Verhältnis von Durchmesser zur Länge der Buncherrohre möglichst klein halten zu können und um andererseits die Effekte der dynamischen Defokussierung an den Rohrenden zu verringern. Hierauf wird in Kapitel 9.1 eingegangen werden.

Der nächste Punkte betrifft die Art der Fokussierung im horizontalen und vertikalen Phasenraum. Hier sollen "strahlunabhängige" Transformationen angestrebt werden. Was darunter verstanden wird, sei im folgenden dargelegt:

Will man eine Taille vom Ort O wieder in eine Taille am Ort 1 transformieren - z.B. mittels einer Quadrupollinse zwischen den beiden Orten - so hängt die dazu notwendige Brennweite von dem Verhältnis der Halbachsen der (aufrecht stehenden) Phasenellipse am Ort O ab. Der Grund hierfür ist, daß eine Taille in Näherung sowohl einen "punktförmigen" Strahl (kleine Orts- und große Winkelausdehnung), als auch einen "parallelen" Strahl (große Orts- und kleine Winkelausdehnung) darstellen kann. Ist die Linse etwa in der Mitte zwischen Ort O und Ort 1 aufgestellt, so wird die Transformation im ersten Fall näherungsweise durch eine "Punkt-nach-Punkt"-Abbildung erreicht ($R_{12} = 0$ für den horizontalen bzw. $R_{34} = 0$ für den vertikalen Phasenraum). Der zweite Fall ist eine "Parallel-nach-Parallel"-Abbildung, charakterisiert durch die Forderung $R_{21} = 0$ bzw. $R_{43} = 0$. Werden beide Abbildungen gleichzeitig erfüllt, so führt dies zu einer strahlunabhängigen Transformation mit verschwindenden Nicht-Diagonalelementen. Jede Taille wird dann wieder in eine Taille transformiert, wobei die Diagonalelemente der Transformationsmatrix die Maßstabsfaktoren für die Halbachsen der Phasenellipsen am Ort 1 sind. Eine solche Abbildung wird oft als "teleskopisch" bezeichnet (Hin 73).

Eine teleskopische Strahlführung vereinfacht die Handhabung der Anlage, da dann die Einstellung der verschiedenen Quadrupollinsen nur noch von der Art und der Energie der zu transportierenden Ionen abhängt. Wichtig wird eine strahlunabhängige Transformation besonders wegen der Winkelverbreiterung im Stripper, die dort zu Phasenellipsen mit recht unterschiedlichem Verhältnis der Halbachsen führt. Auch die Phasenraumverteilung im Anfangsstrahl nach dem Van de Graaff wird nicht immer gleich sein.

8.2. Die optischen Elemente des Strahlweges

In Abb. 7 ist die Strahlführung zwischen den beiden Beschleunigern vergrößert so dargestellt, wie sie sich auf Grund der verschiedenen Forderungen ergab. Startpunkt für den horizontalen und vertikalen Phasenraum ist der stigmatische Fokus des CN-Analysiermagneten am Analysierschnitz s1. Der Injektionsweg wird durch die Stripperkammer str in zwei Abschnitte unterteilt. Der erste Abschnitt von s1 bis str ist ausgelegt für Teilchen bis zu einer maximalen Steifigkeit von K = 280, entsprechend 7 MeV $^{40}Ar^{+}$. Die magnetischen Elemente nach dem Stripper sind wesentlich schwächer. Die maximale Steifigkeit beträgt hier $K = K_{inj}^{max} = 7.2$.

Das System enthält vor und nach dem Stripper je eine achromatische Umlenkeinheit, bestehend aus zwei 45°-Dipolmagneten (a, b bzw. c, d) und einem Quadrupol-Singulett (q2 bzw. q5). Ein weiterer Dipolmagnet e lenkt den Strahl in die Einschußrichtung für das Zyklotron und dient der Dispersionsanpassung. Zur Fokussierung der Ionen dienen die verschiedenen Quadrupolmagnete q1 bis q7 und die Kantenwinkel der Dipolmagnete. Alle Quadrupolmagnete sind bereits im HMI vorhanden. Die für die Strecke nach dem Stripper vorgesehenen Quadrupolmagnete können von der bisherigen Van de Graaff-Beschleunigeranlage übernommen werden.

Die Rechnungen zur Strahlführung basieren auf den bisher bekannten Einschußdaten für das Zyklotron. Sie wurden mit dem Computer-Programm TRANSPORT (BKH 69) durchgeführt, und zwar für einfach geladene Argon-Ionen von 7 MeV. Das Programm enthält eine umfangreiche Fit-Routine, mit der Parameter des Systems (Magnetfelder von Quadrupolen, Abstände der einzelnen Elemente, Kantenwinkel von Dipolen etc.) bei

Rechnungen in erster Ordnung variiert werden können, um an vorgegebenen Stellen spezielle optische Bedingungen zu erreichen. Als Ergebnis solcher Fit-Rechnungen ist ein Programmausdruck für das Gesamtsystem vom ersten Buncher b1 bis ins Zentrum des Zyklotrons im Anhang beigefügt. Hierbei sind die magnetischen Felder für die Elemente nach dem Stripper entsprechend dem Verhältnis $\sqrt{(280 / 7.2)}$ durch 6.24 zu dividieren, um zu den maximal notwendigen Feldern zu kommen. Die Rechnung schließt die Wirkung der beiden Buncher (Zeitfokus am Stripper und im Zyklotron) und eines Folienstrippers ein.

Ausgehend von aufrecht stehenden Phasenellipsen in allen drei Dimensionen mit

$$\left.\begin{aligned} \ell_{max} &= 4.77 \text{ cm} \;\hat{=}\; 30^{\circ} \text{ für H} = 4.5 \\ \delta_{max} &= 0.025\ \% \end{aligned}\right\} \text{vor b1}$$

$$\left.\begin{aligned} x_{max} &= y_{max} = 0.125 \text{ cm} \\ \theta_{max} &= \phi_{max} = 5 \text{ mrad} \end{aligned}\right\} \text{bei s1}$$

werden ca. 85 % all der Ionen, die nach dem Stripper den richtigen Ladungszustand haben, in den Akzeptanzbereich des Zyklotrons transformiert.[+] Im Stripper wird dabei eine Winkelverbreiterung von ± 5 mrad und eine Energie-

[+] Der angenommene Akzeptanzbereich des Zyklotrons wird hierbei nur im longitudinalen Phasenraum durch die Energieverbreiterung im Stripper überschritten. In horizontaler und vertikaler Richtung wurde mit 6.25 π mm mrad die Emittanz des Van de Graaff kleiner angenommen als die Akzeptanz des Zyklotrons von 10 π mm mrad, was hier noch Raum läßt für die Vergrößerung der Emittanz durch die Winkelverbreiterung im Stripper.

verbreiterung von ±0.25 % angenommen. Diese Werte werden quadratisch addiert zu den vor dem Stripper vorhandenen maximalen Winkel- und Energiewerten.

Die sich aus der Rechnung in erster Ordnung ergebenden Strahleinhüllenden sind in Abb. 8 dargestellt. Die Spezifikationen der optischen Elemente sind in Tabelle 2 zusammengefaßt. Die genauen Abstände zwischen den Elementen und weitere interessierende Parameter können dem Rechnerausdruck in A2 entnommen werden. Im folgenden wird nun auf spezielle Eigenschaften des Systems näher eingegangen.

8.3. Achromatische Strahlführung

Entsprechend den Forderungen aus Kap. 8.1 sind die beiden 90°-Umlenkeinheiten a-q2-b und c-q5-d als Achromaten ausgelegt, das heißt, sie erzeugen in erster Ordnung weder eine Orts- noch eine Winkeldispersion. Die Umlenkeinheiten sind symmetrisch bezüglich der Ebene, die senkrecht zum Strahl durch die Mitte der Quadrupole q2 bzw. q5 führt. In (HeB 66) werden allgemein die optischen Eigenschaften von Systemen mit solch einer Spiegelsymmetrie beschrieben. Durch bestimmte Forderungen an die Transformationsmatrix in der Symmetrieebene können dabei recht weitreichende Forderungen für das Gesamtsystem erfüllt werden. In unserem Falle wird durch die Bedingung einer verschwindenden Winkeldispersion ($R_{26} = 0$) in der Symmetrieebene die gesamte Umlenkeinheit achromatisch ($R_{16} = R_{26} = 0$). Um diese Bedingung erfüllen zu können, ist die Einheit aufgespalten in zwei 45°-Magnete. Der dazwischenliegende Quadrupolmagnet wird horizontal fokussierend gerade soweit erregt, daß in seiner Mitte alle dispersiv aufgespaltenen Strahlen parallel

verlaufen zu den entsprechenden Strahlen mit Soll-Impuls. In Abb. 9 ist das schematisch dargestellt.

Die innenliegenden Kantenwinkel der Dipolmagnete sind gleich, jedoch ansonsten frei wählbar. Die beiden äußeren Kantenwinkel gehören nicht mehr zum eigentlichen Achromaten[+] und können deshalb unabhängig voneinander frei gewählt werden. Die Umlenkeinheit bietet daher drei zusätzliche Fokussierungsmöglichkeiten, die für die Einpassung in das übrige System zur Verfügung stehen.

Durch diese Auslegung der Umlenkeinheiten ist die Strahlführung von den Analysierschlitzen s1 bis zum Eintritt in den Dipolmagnet e in erster Ordnung achromatisch (mit Ausnahme der Wegstrecken innerhalb der Umlenkeinheiten). Die Dispersion des Ionenstrahls in vertikaler Richtung durch den Analysiermagneten des CN ist wegen der relativ hohen Energieschärfe des Ionenstrahls vor dem ersten Buncher klein und wird vernachlässigt.

Die für die Fokussierung im longitudinalen Phasenraum maßgeblichen "effektiven" Längen L_1, L_2 und L_3 sind durch die Umlenkeinheiten etwas geringer als die geometrischen Längen. Ausgehend von einem achromatisch geführten Ionenstrahl legen nämlich Teilchen mit höherem Impuls in einem Dipolmagneten längere Wegstrecken zurück, was das Auseinander- oder Zusammenlaufen der Ionenpakete teilweise kompensiert. Für nicht relativistische Teilchen ist die (longitudinal) effektive Länge eines homogenen Sektormagneten mit Radius ρ und Ablenkwinkel α gegeben durch $R_{56} = \rho \cdot \alpha - \rho(\alpha - \sin\alpha)$. Die Korrektur zur geometrischen Länge ist also $-\rho(\alpha - \sin\alpha)$.

[+] Kantenwinkel am Sektormagneten sind dünne magnetische Linsen. Sie erzeugen kein Dipolfeld.

Für die 90°-Achromaten ist diese Korrektur wegen ihrer Symmetrie gleich der doppelten Korrektur für einen 45°-Dipolmagneten, was mit ρ = 1.5 m bzw. 0.75 zu Längen von -0.23 m für a-q2-b und -0.115 m für c-q5-d führt. Die unter Nr. 8 in Tabelle 1 angeführten effektiven Längen unterscheiden sich entsprechend diesen Werten von den geometrischen Längen.

8.4. Teleskopische Strahlführung

8.4.1. Analysierschlitz s1 bis Stripper str

Die Symmetrie der ersten 90°-Umlenkeinheit bezüglich der Mitte von q2 ist über den Achromaten hinaus erweitert und erstreckt sich vom Analysierschlitz s1 bis zum Stripper str. In der Mitte von q2 werden dabei außer der verschwindenden Winkeldispersion (R_{26} = 0) vier weitere Bedingungen an die Transformationsmatrix gestellt, und zwar:

$$R_{12} = R_{21} = R_{34} = R_{43} = 0 \; . \qquad (8\text{-}1)$$

Um diese fünf Bedingungen zu realisieren, stehen folgende fünf Variationsparameter zur Verfügung:

2 Feldgradienten des Quadrupol-Dubletts q1

1 Eintrittskantenwinkel des Dipolmagneten a

1 Austrittskantenwinkel des Dipolmagneten a

1 Feldgradient des Quadrupol-Singuletts q2

Es ist zu bemerken, daß für die spätere Einstellung der Optik von s1 bis str jedoch nur drei Parameter optimiert werden, nämlich die Feldgradienten der Quadrupollinsen, wobei q3 und q1 gleich stark erregt werden.

(8-1) ist die Forderung nach einer "Punkt-nach-Punkt"- und einer "Parallel-nach-Parallel"-Abbildung. Der Abschnitt "s1 bis Mitte von q2" wird damit in beiden Richtungen ein Teleskop. Durch die Symmetrie wird dann am Ort str wieder eine teleskopische Abbildung erreicht mit der Vergrößerung +1.0 in beiden Richtungen:

$$R_{s1\text{-}str} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \multicolumn{2}{c}{\multirow{2}{*}{R^{lng}}} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & & \end{bmatrix} . \qquad (8\text{-}2)$$

R^{lng} ist hierbei die longitudinale Untermatrix.

Die angestrebte teleskopische Abbildung zwischen s1 und str könnte auch mit anderen Bedingungen in der Symmetrieebene als (8-1) erreicht werden. In Frage käme dort auch die Kombination einer "Punkt-nach-Parallel"- mit einer "Parallel-nach-Punkt"-Abbildung (Diagonalelemente = 0). Dies würde bis auf eine Änderung des Vorzeichens am Ort des Strippers zu der gleichen Matrix (8-2) führen. In vertikaler Richtung würden die Dipolmagnete a und b wegen der größeren Strahlausdehnung in der Symmetrieebene dann jedoch auch größere Polschuh-Abstände erfordern, was die Magnete unnötigerweise verteuert. Für die horizontale Richtung werden wir in Kapitel 11 sehen, daß das durch die Bedingung (8-1) innerhalb des Achromaten erzeugte Zwischenbild wichtig ist, um dort eine Energie- und Phasenbeschneidung durchführen zu können.

Zur Bildung eines Teleskopes werden für horizontal und vertikal je mindestens zwei fokussierende Elemente benötigt. In Abb. 10 sind zwei einfache, teleskopische Systeme dargestellt. Die im Fall (a) skizzierte Anordnung mit zwei symmetrischen Quadrupol-Triplett-Linsen ist in (Hin 73) näher beschrieben und findet in der Strahlführung nach dem Zyklotron ausgiebig Verwendung. Die gleiche Abbildung läßt sich auch mit zwei antisymmetrischen Dubletts erreichen, wie der in (b) skizzierte Fall zeigt. Beide Anordnungen sind wegen ihrer Symmetrie Spezialfälle einer teleskopischen Abbildung.

Der Abschnitt "s1 bis Mitte q2" besitzt keine solche Symmetrie. Trotzdem kann man auch hier mit einiger Berechtigung den Strahlweg einteilen in zwei fokussierende Teilsysteme, an die sich rechts und links Driftstrecken unterschiedlicher Länge anschließen. Um die hier vorliegende teleskopische Optik besser verstehen zu können, ist dies in Abb. 11 durchgeführt, wobei das erste Teilsystem das Dublett q1 beeinhaltet und das zweite sich vom Eintritt des Dipolmagneten a bis zur Mitte von q2 erstreckt.

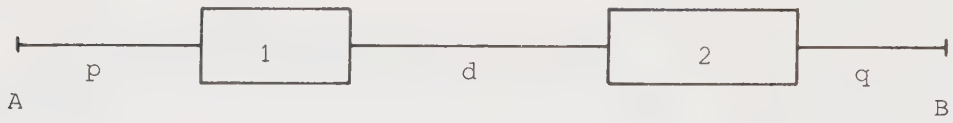
Die Hauptebenen für das System 2 liegen für die horizontale Abbildung rechts, für die vertikale links von der Mitte des Teilsystems. Dies ist Ausdruck des "Dublett-Charakters" dieses Abschnittes, der durch das Dublett des Teilsystems 1 zum Teleskop ergänzt wird. Der Dublett-Charakter des Teilsystems 2 wird deutlich, wenn man es weiter zerlegt:

	horizontal	vertikal
erstes "Singulett"		
Eintrittskantenwinkel von a:		
$\beta_1 = +18.0^{\circ}$	defokussierend	fokussierend
Dipolmagnet a:	(fokussierend)	drift
Austrittskantenwinkel von a:		
$\beta_2 = +50.6^{\circ}$	defokussierend	fokussierend

	horizontal	vertikal
Driftstrecke a-q2	drift	drift
zweites "Singulett"		
erste Hälfte von q2:	fokussierend	defokussierend

Es wurde auch versucht, die Bedingung (8-1) mit q1 als einer symmetrischen Triplett-Linse zu erfüllen. Dies bedingt jedoch auch einen "Triplett-Charakter" des Teilsystems 2, was zu negativem β_1 und extrem hohem β_2 führt. In diesem Fall muß die gesamte vertikale Fokussierung von dem im Zentrum des Teilsystems liegenden Kantenwinkel β_2 übernommen werden.

Für das Zusammenfügen von zwei Teilsystemen zu einem teleskopischen System lassen sich zwei einfache Bedingungen angeben. Wird das Gesamtsystem wie folgt unterteilt



und wird das Teilsystem j durch die Matrix $M_j = \begin{bmatrix} a_j & b_j \\ c_j & d_j \end{bmatrix}$ beschrieben, so ist die Bedingung für eine teleskopische Abbildung zwischen A und B in der durch M_1 und M_2 beschriebenen Ebene:

$$F_i^1 + F_o^2 = d \tag{8-3}$$

$$\frac{(f_1)^2}{p - F_o^1} + \frac{(f_2)^2}{q - F_i^2} = 0 \tag{8-4}$$

$f_j = -1/c_j$ sind die Brennweiten der Teilsysteme, und F_o^j und F_i^j geben die Lage der objektseitigen und bildseitigen Fokalebene an. Entsprechend der in (Reg 67) festgelegten Konvention werden hierbei die objektseitigen Größen von der Eintrittsebene des Teilsystems an entgegen der Strahlrichtung gezählt, die bildseitigen Größen von der Austrittsebene an in Richtung des Strahls. Mit M_j sind die Fokalebenen verknüpft durch

$$F_i^j = -a_j/c_j \; ; \; F_o^j = -d_j/c_j \qquad (8\text{-}5)$$

Gleichung (8-3) bedeutet mit dieser Festlegung, daß F_i^1 mit F_o^2 zusammenfallen muß (siehe Abb. 10 und 11)+. Hierdurch wird die "Parallel-nach-Parallel"-Abbildung erreicht. Die Forderung (8-4) liefert die "Punkt-nach-Punkt"-Abbildung. Die Bildvergrößerung ist gegeben durch $-f_2/f_1$. Der Spezialfall (a) in Abb. 10 ist für Gleichung (8-4) eine hebbare Singularität, die gekennzeichnet ist durch $p - F_o^1 \to \pm 0$, $q - F_i^2 \to \mp 0$, $f_1 = f_2$.

Die gewählte Strahloptik zwischen s1 und str hat weitere Vorzüge, die wert sind, erwähnt zu werden:

a) Durch die Erzeugung eines horizontalen und vertikalen Zwischenfokus im Zentrum der achromatischen Umlenkeinheit ist die Strahlausdehnung hier sehr gering. Das benötigte magnetische Volumen in den Dipolmagneten ist deshalb klein, was die Herstellungs- und Betriebskosten günstig beeinflußt.

+Dies ist auch die wesentliche Bedingung sowohl beim Keplerschen als auch beim holländischen Fernrohr. Sie macht den Strahlengang "brennpunktslos" oder eben "teleskopisch".

b) Die teleskopische Abbildung zur Mitte von q_2 ist eine sehr günstige Ausgangssituation für eine Variation der Bildvergrößerung zwischen s1 und str. Durch geringfügiges Verschieben der Taille im Achromaten in Richtung s1 bzw. str läßt sich am Stripper eine Vergrößerung bzw. Verkleinerung erreichen. In diesem Fall werden die vier Gradienten der beiden Dubletts q1 und q3 getrennt so eingestellt, daß in horizontaler und vertikaler Richtung am Stripper eine Taille und der gewünschte Bildmaßstab erzeugt werden. Die Transformation zum Bild zwischen s1 und str ist dann nicht mehr teleskopisch. Am Stripper wird jedoch über weite Bereiche der Variation des Bildmaßstabes eine nahezu teleskopische Abbildung erreicht. Als Beispiel sei die Rechnung für eine Bildverkleinerung von 0.75 zwischen s1 und str angegeben, die zu folgender Transformationsmatrix führt:

$$R_{s1\text{-}str} = \begin{bmatrix} 0.75 & 0.00 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0.25 & 1.33 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0.75 & 0.00 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0.50 & 1.33 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & R^{lng} & \\ 0 & 0 & 0 & 0 & & \end{bmatrix} . \qquad (8\text{-}6)$$

Die Einheit für R_{21} und R_{43} ist hier (wie im Ausdruck im Anhang) mrad/cm.

Diese Variationsmöglichkeit im Abbildungsmaßstab ist wichtig im Hinblick auf den Folienstripper. Um die Aufweitung des Phasenraums klein zu halten möchte man hier einen möglichst kleinen Bildfleck erzeugen. Dies jedoch reduziert die Lebensdauer der Folie. Mit der variablen Vergrößerung ist es

möglich, hier in gewissen Grenzen einen optimalen Bildfleck einzustellen (Variation der Flächendichte mindestens 1/2 bis zweimal dem Wert bei s1).

c) Eine Veränderung des Abbildungsmaßstabes zwischen s1 und str nach der in b) geschilderten Art verschiebt die Lage des Zwischenbildes. Für die durch (8-6) charakterisierte Einstellung z.B. liegt das horizontale Zwischenbild etwa in der Mitte zwischen q2 und dem Dipolmagneten b. Ein monochromatischer Strahl mit einer Ortsausdehnung von $\pm$ 2 mm bei s1 würde hier eine Strahlbreite von $\pm$ 1.4 mm haben. Die durch den Dipolmagneten a erzeugte Ortsdispersion beträgt an dieser Stelle 9 mm/% $\frac{\Delta p}{p}$. Angesichts der hohen Impulsunschärfe, die der erste Buncher in den Ionenstrahl einbringt, ist hier eine wirksame Energie-Selektion möglich. Die hierfür nötigen Schlitze s2 (bei Bildvergrößerung) und s3 (bei Bildverkleinerung) sind in den Abbildungen 7 und 8 eingezeichnet. Da die Energie der Ionen scharf korreliert ist mit ihrer Phasenlage, ist dies gleichzeitig eine Phasen-Selektion.[+] Diese Möglichkeit der Beschneidung des longitudinalen Phasenraumes wird in Kapitel 11 genauer diskutiert.

8.4.2. Stripper str bis Buncher b2

Der Strahlweg von str bis zur Mitte des zweiten Bunchers b2 mußte asymmetrisch werden. Dennoch wurde es durch sorgfältiges Optimieren der Parameter möglich, auch hier eine teleskopische Abbildung zu erreichen. Es werden hier insgesamt folgende sechs Bedingungen erfüllt:

[+] Die Impulsunschärfe durch den Buncher beträgt für den (nutzbaren) linearen Bereich bis $\ell \hat{=} \pm 30^{\circ}$ je nach Fokussierungsart $\pm$(0.2-0.4) %. Dies ist jedoch nur die halbe maximal auftretende Impulsunschärfe bei $\ell \hat{=} \pm 90^{\circ}$.

$$
\begin{aligned}
R_{26} &= 0 && \text{in der Mitte von q5} \\
R_{12} &= R_{21} = R_{34} = R_{43} = 0 \\
|R_{11}| &= |R_{33}| && \text{in der Mitte von b2}
\end{aligned}
\qquad (8\text{-}7)
$$

Die Forderung in der ersten Zeile sorgt für den achromatischen, die in der zweiten Zeile für den teleskopischen Strahlengang. Die letzte Bedingung trägt der Tatsache Rechnung, daß das Buncherrohr rund ist und der Strahl deswegen dort in beiden Ebenen möglichst die gleiche Ausdehnung haben sollte.

Als Parameter für diesen umfangreichen Fit wurden letztlich verwendet:

2 Feldgradienten des Quadrupol-Dubletts q4

1 Eintrittskantenwinkel des Dipolmagneten c

1 Austrittskantenwinkel des Dipolmagneten c

= Eintrittskantenwinkel des Dipolmagneten d

1 Austrittskantenwinkel des Dipolmagneten d

1 Feldgradient des Quadrupol-Singuletts q5

Auch hier werden bei der späteren Einstellung des Teilstücks nur die drei Feldgradienten zur Optimierung verwendet werden. Die Transformationsmatrix bei b2 hat folgende Elemente:

$$
R_{str\text{-}b2} = \begin{bmatrix}
1.55 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0.65 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & -1.55 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & -0.65 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & R^{lng} & \\
0 & 0 & 0 & 0 & &
\end{bmatrix} . \qquad (8\text{-}8)
$$

Der Ionenstrahl erfährt also eine Ortsvergrößerung vom Betrag 1.55 in beiden Richtungen, wobei in horizontaler Richtung ein Zwischenbild erzeugt wird. Das Dublett q4 wird nahezu antisymmetrisch betrieben. Der Achromat c-q5-d hat folgende fokussierenden Elemente und Driftstrecken:

	horizontal	vertikal
Eintrittskantenwinkel von c:		
$\beta_3 = -43.8^o$	fokussierend	defokussierend
Dipolmagnet c:	(fokussierend)	drift
Austrittskantenwinkel von c:		
$\beta_4 = +47.1^o$	defokussierend	fokussierend
Driftstrecke c-q5:	drift	drift
Quadrupol q5:	fokussierend	defokussierend
Driftstrecke q5-d:	drift	drift
Eintrittskantenwinkel von d:		
$\beta_5 = +47.1^o$	defokussierend	fokussierend
Dipolmagnet d:	(fokussierend)	drift
Austrittskantenwinkel von d:		
$\beta_6 = -6.9^o$	(fokussierend)	(defokussierend)

Die hauptsächliche Fokussierung bzw. Defokussierung erfolgt durch die Kantenwinkel β_3, β_4, β_5 und durch den Quadrupol q5.[+] Der Achromat zeigt - ähnlich wie die eine Hälfte des ersten Achromaten - einen ausgeprägten Dublett-Charakter.

[+] Bis einschließlich β_5 könnte man die Einheit zusammengesetzt denken aus zwei in Reihe geschaltenen Dubletts mit der dazwischenliegenden Driftstrecke c-q5.

Das horizontale Zwischenbild ist sehr klein und liegt nur ca. 5 cm von der Austrittskante des Dipolmagneten c entfernt. Hier ist eine weitere Möglichkeit zur Energie-Beschneidung. In den Abbildungen 7 und 8 ist hierfür der Schlitz s4 vorgesehen. Die Ortsdispersion beträgt an dieser Stelle betragsmäßig zwar nur 2.7 mm/% $\frac{\Delta p}{p}$. Dafür hat aber das Bild ohne Dispersionverbreiterung nur eine Größe von $\pm$0.6 mm (bei $\pm$ 1.5 mm am Stripper). Mit dem Schlitz s4 sollte fast die gleiche Auflösung erreicht werden können wie mit den Schlitzen im ersten Achromaten. In Kapitel 11 wird die Energieauflösung, die durch Kombination der Beschneidung in beiden Achromaten erzielt wird, näher untersucht und die Konsequenzen für die Phasenselektion diskutiert. Am Schlitz s4 erfolgt außerdem die Trennung der verschiedenen Ladungszustände, mit denen die Ionen den Stripper verlassen. Für schwere Ionen ist der gewünschte Ladungszustand maximal etwa 1o, die benachbarten Ladungszustände liegen also mindestens 10 % von diesem gewünschten Zustand entfernt. Dies ist gleichwertig mit einer Impulsabweichung von mindestens 10 %, was mit der oben angegebenen Dispersion zu einer Separation der benachbarten Ladungszustände von mindestens 2.7 cm führt.

8.5. Anpassung an das Zyklotron

Am Eintritt in das Zyklotron sind in linearer Näherung acht Strahlparameter anzupassen. Es sind dies in jeder Richtung je zwei Größen, die die Form und die Neigung der jeweiligen Phasenellipse beschreiben, sowie die Orts- und Winkeldispersion, die die Kopplung zwischen dem horizontalen und longitudinalen Phasenraum herstellt.

Der Dipolmagnet e dient zum einen dazu, den Ionenstrahl in die Einschußrichtung für das Zyklotron zu bringen. Zum anderen spaltet er den bis dahin achromatisch geführten Strahl

dispersiv auf. Die zwei Feldgradienten des nachfolgenden Quadrupol-Dubletts q7 werden so eingestellt, daß sie diese Dispersion in die am Eingang zum Zyklotron verlangte Orts- und Winkeldispersion verwandeln. Durch Rückwärtsrechnung ergeben sich hierdurch am Eingang von e für jeden der drei voneinander entkoppelten Phasenräume zwei anzupassende Werte, nämlich die Strahlausdehnung (x_{max}, y_{max} und ℓ_{max}) und die Neigung der Phasenellipse (r_{21}, r_{43} und r_{65})+. Die Anpassung im longitudinalen Phasenraum geschieht mittels der beiden Buncher und ist in Kapitel 6 und 7 beschrieben. In horizontaler und vertikaler Richtung erfolgt die Anpassung durch die drei Feldgradienten des Tripletts q6 und die Eintrittskante von e.

Die Rechnung im Anhang reicht bis in das Zentrum des Zyklotrons. Der Weg innerhalb des Zyklotrons wurde dabei entsprechend den bisher vorliegenden Daten für die Injektion durch insgesamt sechs Dipolmagnete mit Feldgradienten angenähert, deren Parameter von Scanditronix auf Grund von Feldmessungen an zwei Sektormagneten halber Größe und der Konzeption der Innenregion des Zyklotrons ermittelt wurden.

Zur Kontrolle der Anpassung ist eine Emittanz-Meßeinrichtung notwendig. Sie sollte möglichst noch im achromatischen Teil der Strahlführung eingesetzt werden, also zwischen q6 und dem Dipolmagneten e. Für die horizontale und vertikale Richtung kann sie aus je zwei beweglichen Schlitzpaaren bestehen, die den Ort und den Winkel definieren. Ein dritter horizontaler Schlitz nach dem Dipolmagneten e kann auf Grund der dort vorhandenen Dispersion zur Energiemessung dienen. Wird

---

+Der maximale Winkel ist über die jeweilige Emittanzfläche mit diesen Werten gekoppelt. Bezüglich der Definition von r_{ij} siehe Kapitel A1.

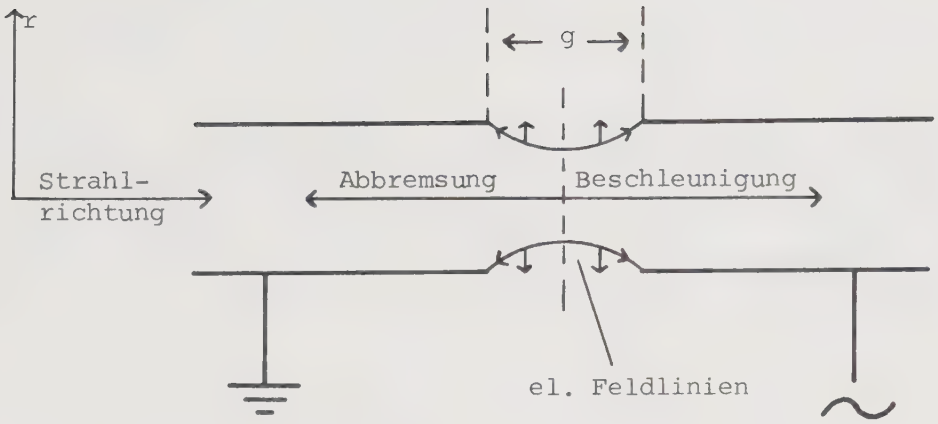
von den durch diesen Schlitz tretenden Ionen noch ein Zeitspektrum gegenüber der Hochfrequenz des Zyklotrons aufgenommen, so können mit der Anordnung alle Parameter des sechsdimensionalen Phasenraumes bestimmt werden. Da die Unterräume vor dem Dipolmagneten e noch entkoppelt sind, ist es zur Messung des longitudinalen Phasenraumes sogar ausreichend, wenn dort ein enges Bündel achsennaher Strahlen ausgeblendet und nur von diesem mit dem Schlitz nach e die Phasenraumverteilung bestimmt wird. Dies verkürzt wesentlich die Dauer der Messung.

9. Randfelder und Effekte zweiter Ordnung

9.1. Radiale Defokussierung der Buncher

Die elektrische Feldstärke in den Spalten zwischen den Driftröhren der Buncher und den auf Erdpotential liegenden Außenelektroden ist nicht homogen. Die Äquipotentialflächen sind gekrümmt und reichen in die Driftröhren hinein, wodurch radiale Feldkomponenten entstehen. Dies hat einerseits eine radiale Fokussierung zur Folge, in dem der Buncher (statisch) wie eine Einzellinse wirkt. Dieser Effekt ist jedoch wegen der geringen Abbremsung bzw. Beschleunigung in den Spalten sehr gering und verschwindet für Trajektorien mit $\ell = 0$.

Nicht vernachlässigt werden kann jedoch die radiale Defokussierung, die auf Grund der zeitlichen Änderung der Spannung beim Durchqueren der Spalte erfolgt. Sie ist maximal für Teilchen, die die Spaltmitte im Nulldurchgang der Spannung passieren, wie die nachfolgende Skizze verdeutlicht:



Die longitudinale Fokussierung ist also begleitet von einer radialen Defokussierung. Diese Kopplung tritt auch bei allen Linearbeschleunigern auf. In (Pro 70) ist folgende Näherungsformel für die radiale Winkeländerung beim Durchlaufen eines Beschleunigungsspaltes mit Zylindersymmetrie abgeleitet:

$$\Delta\left(\frac{dr}{dz}\right) = -r \frac{q \cdot E_1}{m_o \cdot v_o^2} \cdot \sin \phi_a \cdot \sin \left(\frac{1}{2} \cdot \frac{\omega \cdot g}{v_o}\right) . \qquad (9\text{-}1)$$

Die Näherung besteht darin, daß die Defokussierung auf die beiden Enden des Spaltes konzentriert wird. E_1 ist die hierdurch im Spalt konstante z-Komponente der Feldstärken-Amplitude, und $E_1 \cdot \cos\phi_a$ ist der Momentanwert beim Passieren der Spaltmitte. Für Teilchen mit $\ell = 0$ ist $\phi_a = -\frac{\pi}{2}$, und wir ersetzen ϕ_a durch

$$\phi = \phi_a + \frac{\pi}{2} , \qquad (9\text{-}2)$$

was die Phasenabweichung gegenüber den Teilchen mit $\ell = 0$ angibt. $\omega \cdot g/v_o$ ist die Phasenänderung während des Durchgangs durch den Spalt. Sie ist klein, da die Spaltbreite g sehr viel kleiner ist als die Driftrährenlänge D. Wir ersetzen deshalb in (9-1) den zweiten Sinus durch sein Argument und können dann für $E_1 \cdot g$ die Buncheramplitude U_B setzen. Die elektrische Steifigkeit der Ionen ist $U_o = m_o \cdot v_o^2/2q$. In Analogie zur longitudinal fokussierenden Brechkraft in (5-3) können wir nun die radiale Defokussierung eines Spaltes angeben mit

$$-\frac{1}{f_r} = \frac{1}{4} \cdot \frac{U_B}{U_o} \cdot \frac{\omega}{v_o} \cdot \cos\phi \ . \qquad (9\text{-}3)$$

Sie variiert entsprechend der zeitlichen Lage der Teilchen mit $\cos\phi$ und ist für Teilchen mit $\ell = 0$ halb so groß wie bei der longitudinalen Fokussierung+.

Die radiale Defokussierung durch die Buncher ist in der Konzeption der Strahlführung berücksichtigt, indem die Ortsausdehnung innerhalb der Buncher möglichst klein gehalten wurde. Die Defokussierung ist für den zweiten Buncher wegen dessen kleinerer Brennweite bedeutsamer, weshalb er genau in eine horizontale und vertikale Taille gestellt wurde. Sie wirkt sich für die nachfolgenden Elemente so aus, als ob die in der Nähe des Bunchers liegende Taille verschoben wäre. Für diese Verschiebung V läßt

---

+Der zusätzliche Faktor 1/2 resultiert aus der Kopplung zwischen radialer und axialer Feldkomponente, die sich in erster Ordnung als

$$E_r(z,r) = (-\frac{1}{2}r) \cdot \frac{\partial}{\partial z} E_z(z,r)$$

schreiben läßt.

sich folgende Formel ableiten:

$$V = \frac{f_r \cdot r_{max}^2}{r_{max}^2 + (f_r \cdot \left.\frac{dr}{dz}\right|_{max})^2} \approx \frac{1}{f_r} \cdot \left(\frac{r_{max}}{\left.\frac{dr}{dz}\right|_{max}}\right)^2 \qquad (9\text{-}4)$$

Für f_r ist die doppelte Brennweite $2f_B$ des jeweiligen Bunchers einzusetzen. r_{max} und $\left.\frac{dr}{dz}\right|_{max}$ sind die (in x- und y-Richtung gleichen) maximalen Orts- und Winkelausdehnungen innerhalb der Buncher. Mit den Werten aus der Rechnung im Anhang ergibt sich

$$\begin{aligned} V &= 3.7 \text{ cm für b1} \\ V &= 1.9 \text{ cm für b2} . \end{aligned} \qquad (9\text{-}5)$$

Für Teilchen mit der maximalen Phasenabweichung von $\phi = \pm 30^\circ$ reduziert sich dieser Wert gemäß (9-3) um den Faktor $\cos 30^\circ = 0.866$, wodurch eine Verschmierung des Taillen-Ortes um

$$\begin{aligned} \Delta V &= 0.53 \text{ cm für b1} \\ \Delta V &= 0.27 \text{ cm für b2} \end{aligned} \qquad (9\text{-}6)$$

eintritt.

9.2. Rechnung in zweiter Ordnung

In A1 ist die Taylorentwicklung der Koordinate x_i einer Trajektorie bis zur zweiten Ordnung angeben:

$$x_i(t) = \sum_{j=1}^{6} R_{ij}(t) \cdot x_j(0) + \sum_{j=1}^{6} \sum_{k=j}^{6} T_{i\,jk}(t) \cdot x_j(0) \cdot x_k(0)$$

$$i = 1, 2, \ldots, 6 .$$

(A1-6)

Die Elemente $2 \cdot T_{i\ jk}$ sind hierbei die zweiten Ableitungen der Koordinate $x_i(t)$ nach den Variablen $x_j(0)$ und $x_k(0)$. In der bisherigen Rechnung wurde nur der Einfluß der linearen Koeefiezienten R_{ij} berücksichtigt. In diesem Abschnitt soll - etwas pauschal - der Einfluß von Elementen zweiter Ordnung untersucht werden. Die pauschale Behandlung erscheint gerechtfertigt, da hier nicht eine hochauflösende Optik - wie etwa für ein Spektrometer - verlangt wird. Es geht vielmehr um eine Abschätzung der "effektiven" Vergrößerung des Phasenraumes durch die nicht-linearen Einflüsse zweiter Ordnung.

Mit dem Programm TRANSPORT wurden Rechnungen für die magnetoptischen Elemente in zweiter Ordnung durchgeführt, wobei als Eingabedaten die Ergebnisse aus Rechnungen in erster Ordnung verwendet wurden. In Tabelle 3 sind für eine Gesamtrechnung von s1 bis zum Zyklotron (ohne Stripper) die Beiträge zweiter Ordnung aufgeführt. Zum besseren Vergleich sind nicht die Elemente $T_{i\ jk}$ selbst, sondern deren Produkt mit den maximalen Anfangswerten x_j und x_k am Startort s1 angegeben. So bedeutet z.B. die Zahlenfolge
3 46 1.02-01, daß ein Teilchen, das am Ort s1 mit dem maximalen vertikalen Winkel $\phi(\hat{=} x_4)$ und maximaler Impulsabweichung $\delta(\hat{=} x_6)$ startet, im Zentrum des Zyklotrons eine zweite Ordnungs-Korrektur von $1.02 \cdot 10^{-1}$ cm für seine $y(\hat{=} x_3)$-Koordinate erfährt. Man sieht, daß die größten Korrekturen nicht innerhalb des horizontalen oder vertikalen Phasenraumes auftreten, sondern durch eine Kopplung der Phasenräume untereinander, speziell mit dem longitudinalen Phasenraum. Letzteres ist ein Ausdruck dafür, daß das System nur in erster Ordnung achromatisch ist.

Die Korrekturen zweiter Ordnung vergrößern zwar nach Liouville nicht den Phasenraum, verändern jedoch seine

Gestalt, und die Phasenraumschnitte sind nicht mehr durch Ellipsen darstellbar. In Praxis bedeutet dies eine effektive Vergrößerung des Phasenraumes. Bei Rechnungen in zweiter Ordnung approximiert das Programm diesen Phasenraum wieder durch ein Ellipsoid, dessen Achsen durch das zweite Moment der Phasenraumverteilung bestimmt sind. Das erste Moment ergibt eine Versetzung der Zentralen Trajektorie gegenüber der Rechnung in erster Ordnung.[+] Verfolgt man die Zunahme dieses "effektiven" Phasenraumes durch das System, so ergibt sich folgendes Bild:

Ort	E_x	E_y	E_z
s1	1.0	1.0	1.0
str	1.097	1.036	1.088
b2	1.144	1.169	1.16 ± 0.025
SPC	1.128	1.173	1.252

Die Emittanzflächen sind dabei am Schlitz s1 auf eins normiert. Interessant ist hier die Verringerung des horizontalen Phasenraumes zwischen b2 und dem Zyklotron, die offenbar durch eine besonders große Aufweitung des longitudinalen Phasenraumes in diesem Abschnitt ausgeglichen wird. Die relativ starke Vergrößerung in y-Richtung zwischen str und b2 resultiert aus der großen Ausleuchtung des Quadrupol-Dubletts q4 und den Randfeldkorrekturen der Dipolmagnete c und d. Hier wirken sich die großen Kantenwinkel (über 40°) und der kleine Ablenkradius der Magnete nachteilig aus.

[+] Eine solche Versetzung ist auch für die ℓ-Koordinate ($\hat{=} x_5$) vor dem Buncher b2 gegeben. Dies führt zu einer Impulsänderung der Zentralen Trajektorie durch den Buncher, was in Tab. 3 die Korrekturen zweiter Ordnung für δ ($\hat{=} x_6$) erzeugt. Sie sind ohne Bedeutung, da in Praxis die Phase von b2 entsprechend angepaßt wird.

Die Effekte zweiter Ordnung sind also nahezu vernachlässigbar. Jedenfalls erscheint es nicht sinnvoll, Korrekturelemente höherer Ordnung (Sextupol-Elemente) in die Strahlführung einzubauen und dadurch die Handhabung des Systems wesentlich zu erschweren. In horizontaler und vertikaler Richtung ist die zu erwartende Akzeptanz des Zyklotrons ohnehin größer als die Emittanz des Van de Graaffs, so daß hier eine Vergrößerung des Phasenraumes durch Effekte zweiter Ordnung toleriert werden kann.

10. Toleranzen

Eine ungenaue Positionierung der optischen Elemente eines Strahlführungssystems führt in erster Ordnung zu einer Abweichung der Zentralen Trajektorie. Dieses Kapitel soll Auskunft geben über die notwendigen und hinreichenden Toleranzen für die Positionierung der magnetischen Elemente und für die Phasenstabilität der Buncher.

10.1. Phasentoleranz der Buncher

Eine Phasenabweichung der Buncher vom Sollwert stellt eine Verschiebung der Linsen in longitudinaler Richtung dar. Sie ist das Analogon zu einer transversalen Versetzung einer magnetischen Quadrupollinse. Eine solche Verschiebung führt am Zyklotron zu einer Ortsabweichung ℓ_z und einer Impulsabweichung δ_z, die in Abhängigkeit von der Versetzung ℓ_1 des ersten Bunchers und ℓ_2 des zweiten Bunchers untersucht werden soll. Eine Abweichung der Buncheramplitude vom Sollwert beeinflußt nicht die Zentrale Trajektorie und fällt deshalb nicht in diese Betrachtung. Zu bestimmen sind also die Matrix-Elemente folgender Transformation:

$$\begin{bmatrix} \ell_z \\ \delta_z \end{bmatrix} = M \cdot \begin{bmatrix} \ell_1 \\ \ell_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_{51} & M_{52} \\ M_{61} & M_{62} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \ell_1 \\ \ell_2 \end{bmatrix} . \qquad (10\text{-}1)$$

Die Versetzung des ersten Bunchers um ℓ_1 führt zu der gleichen Winkeländerung, die ein Strahl mit der Koordinate $x_5 = -\ell_1$ durch einen Buncher mit korrekter Phasenlage erfahren würde. Es gilt also:

$$\begin{bmatrix} \ell \\ \delta \end{bmatrix} \Bigg|_{\text{nach b1}} = \begin{bmatrix} 0 \\ \ell_1 \\ \overline{f_1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ \frac{1}{f_1} & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \ell_1 \\ \ell_2 \end{bmatrix} = V_{b1} \cdot \begin{bmatrix} \ell_1 \\ \ell_2 \end{bmatrix} . \qquad (10\text{-}2)$$

Diese Winkelabweichung wird weiter transformiert durch eine Driftmatrix $D_{21} = \begin{bmatrix} 1 & L_1+L_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$. Daran an schließt sich die Fokussierung durch die Linsenmatrix $B_2 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_2 & 1 \end{bmatrix}$. An dieser Stelle addiert sich zu dem vorhandenen Winkel die Winkelabweichung, die durch die falsche Phasenlage des zweiten Bunchers entsteht. Sie wird in analoger Weise wie in (10-2) durch die Versetzungsmatrix

$$V_{b2} = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{f_2} \end{bmatrix} \qquad (10\text{-}3)$$

beschrieben. Als Abschluß folgt die Driftstrecke $D_3 = \begin{bmatrix} 1 & L_3 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$, so daß die Transformation M sich ergibt als

$$M = D_3 \cdot (V_{b2} + B_2 \cdot D_{21} \cdot V_{b1}) . \qquad (10\text{-}4)$$

Ausmultipliziert ergibt dies

$$M = \left[\begin{array}{c|c} \frac{1}{f_1} \cdot \left[L_1+L_2+L_3 - \frac{L_3 \cdot (L_1+L_2)}{f_2}\right] & \frac{L_3}{f_2} \\ \hline \frac{1}{f_1} \cdot \left[1 - \frac{L_1+L_2}{f_2}\right] & \frac{1}{f_2} \end{array}\right] . \qquad (10\text{-}5)$$

Wir führen nun mit (7-1) eine Transformation von den Längen ℓ in die Winkel ϕ durch und schreiben statt (10-1):

$$\begin{bmatrix} \phi_z \\ \delta_z \end{bmatrix} = M' \cdot \begin{bmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{bmatrix} . \qquad (10\text{-}6)$$

Mit den Werten aus Nr. 8 in Tab. 1 und den Einheiten "Grad" für die Winkel und "%" für die Impulsabweichung ergeben sich damit folgende drei Matrizen:

a) Zwei Zeitfokusse, $f_1 = 14.37$ m, $f_2 = 4.46$ m, $H = 3$ bis 6:

$$M' = \begin{bmatrix} -1.211 & 2.211 \\ -0.202/H & 0.160/H \end{bmatrix}$$

b) ein Zeitfokus, $f_1 = 29.9$ m, $f_2 = -29.9$ m, $H = 2$

$$M' = \begin{bmatrix} 1.331 & -0.330 \\ 0.021 & -0.012 \end{bmatrix}$$

c) ein Zeitfokus, $f_1 = 34.4$ m, $f_2 = 58.9$ m, $H = 3$

$$M' = \begin{bmatrix} 0.832 & 0.167 \\ 0.004 & 0.041 \end{bmatrix} .$$

Der größte Einfluß auf die Phasenabweichung ϕ_z ist im Falle a) gegeben. Nimmt man für ϕ_z eine Toleranz von $\pm$ 0.5° an, so dürfen die Phasen der Buncher um jeweils nicht mehr als $\pm$ 0.2° von der Sollphase abweichen. Der mittlere Impuls weicht dann nicht mehr als $\pm$0.017 % vom Sollimpuls ab, was gegenüber der Impulsunschärfe am Zyklotron von $\pm$ 0.25 % vernachlässigbar ist.

10.2. Toleranzen der magnetoptischen Elemente

Das Programm TRANSPORT enthält die Möglichkeit, den Einfluß einer ungenauen Positionierung der magnetischen Elemente zu untersuchen. Es kann dabei sowohl eine Unsicherheit in den drei Ortskoordinaten als auch eine mögliche Drehung um die Koordinatenachsen angenommen werden. Bezugspunkt für diese Angaben ist jeweils das Koordinatensystem am Anfang der Magnete. Ausgehend von einem Strahl, der nur die Zentrale Trajektorie enthält, erzeugt das Programm entlang des Strahlweges einen immer größer werdenden Phasenraum. Die Punkte dieses Phasenraumes repräsentieren die mögliche Lage der Zentralen Trajektorie nach dem Durchgang durch die unsicher positionierten Elemente.

Für den gesamten Strahlweg wurde solch eine "Misalignment"-Rechnung durchgeführt. Es wurde dabei angenommen, daß die Quadrupolmagnete q1 bis q7 in sich exakt justiert sind und nur eine Versetzung der gesamten Einheiten (Dublett, Triplett) auftreten kann. Als Toleranz wurde für alle Dipol- und Quadrupolmagnete in horizontaler und vertikaler Positionierung je $\pm$ 0.2 mm und eine Drehung um die entsprechenden Achsen um $\pm$0.2 mrad angenommen. Für alle Dipolmagnete gilt die gleiche Toleranz auch in der z-Richtung. Für die Quadrupole wurde wegen der offensichtlich unkritischeren Einstellung längs der Strahlachse hier eine zehnmal größere Toleranz angenommen.

In Abb. 12 sind die Einhüllenden des entstehenden Phasenraumes aufgezeichnet. Mit zunehmender Entfernung vom Startpunkt ähneln sie in x- und y-Richtung immer mehr den Strahleinhüllenden aus Abb. 8. Die Phasenellipsen in x- und y-Richtung haben am Ende eine Fläche von je 38 % der Ausgangsemittanz, die für die Rechnung im Anhang zugrunde gelegt wurde.

Die durch die angenommene Toleranz in der Positionierung der magnetischen Strahlführungselemente bedingte Unsicherheit in der Strahlposition steht in vernünftigem Verhältnis zu der Strahlausdehnung selbst. Hier ist außerdem zu bedenken, daß die Abweichung der Zentralen Trajektorie vom Sollwert auf Grund der späteren, tatsächlichen Fehlpositionierung der Elemente mit den dynamischen Variablen der Strahlführung (speziell Ablenkwinkel der Dipole) zum Teil korrigiert werden kann. Außerdem sind unmittelbar vor dem Eintritt in das Zyklotron kleine Ablenkmagnete (Steerer) vorgesehen, mit denen der Strahl in die richtige Position gebracht werden kann.

11. Der longitudinale Phasenraum im nicht-linearen Bereich der Buncher, Phasenselektion

Die in den Kapiteln 5 bis 7 entwickelte Transformation des longitudinalen Phasenraumes war beschränkt auf den linearen Akzeptanzbereich der beiden Buncher. Diese Beschränkung ist begründet durch eine Vorpulsung des Ionenstrahls im Hochspannungspol des Van de Graaff-Beschleunigers. Durch den dort eingebauten Klystron-Buncher wird der aus der Ionenquelle extrahierte Gleichstrom derart moduliert, daß

nach dem Van de Graaff eine Phasenverteilung vorliegt, bei der ca. 60 % der Intensität in den Phasenbereich von $\pm$ 30° der Betriebsfrequenz von b1 fällt. Die bisher durchgeführten Betrachtungen befaßten sich mit der Transformation dieser in den linearen Bereich der Buncher fallenden Intensität. Auf die restlichen 40 % wird verzichtet.

In diesem Kapitel soll untersucht werden, in welchen Bereich der longitudinalen Phasenebene (ℓ-δ) bzw. (ϕ-δ) die nicht gewünschte Intensität fällt und wie sie beseitigt werden kann. Letzteres ist wichtig im Hinblick auf Experimente, bei denen die "natürliche" scharfe Pulsung eines Zyklotrons mit Einbahn-Extraktion benötigt wird (z.B. Experimente zur Untersuchung der Hyperfein-Wechselwirkung).[+] Hier muß die Intensität zwischen den einzelnen Strahlpulsen praktisch total unterdrückt sein.

Zur Bestimmung der Phasenraumverteilung in der (ϕ-δ)-Ebene im Bereich von $-180^{\circ} \leq \phi < 180^{\circ}$ sind die Formeln für die lineare Transformation ein guter Ansatzpunkt. Bei der Beschreibung der Buncher als Linsen für den longitudinalen Phasenraum in Kap. 5 erfolgte der Übergang von einer allgemeinen Form (5-2) zur Beschränkung auf den linearen Bereich (5-3) durch die Gleichsetzung von $\sin\phi$ mit ϕ, wobei $\phi = \omega \cdot \ell / v_o$ der Phasenwinkel eines Teilchens mit der Ortsabweichung ℓ war. Diese Spezialisierung kann rückgängig gemacht werden, indem in der Matrix für die Buncher die konstante Brechtkraft $-\frac{1}{f_B}$ ersetzt wird durch $-\frac{1}{f_B} \cdot \frac{\sin\phi}{\phi}$

wobei ϕ der (im Bogenmaß gemessene) Phasenwinkel des zu transformierenden Teilchens vor dem entsprechenden Buncher

---

[+] Für das SPC-100 ist die Bahnseparation kurz vor der Auslenkung der beschleunigten Ionenpulse so groß, daß solch eine "single-turn-extraction" erreicht wird.

ist. Hierdurch wird die gesamte Transformationsmatrix abhängig von der zu transformierenden Trajektorie.

Es wurde ein Rechenprogramm geschrieben, das durch diese individuelle Transformation einzelner Phasenraumpunkte den longitudinalen Phasenraum an verschiedenen Orten der Strahlführung berechnet. Ausgangspunkt für dieses Programm DELPHI ist eine konstante Phasenraumverteilung vor dem Terminal-Buncher in den Grenzen $-180^{\circ} \leq \phi < 180^{\circ}$ und $-\Delta P \leq \delta < \Delta P$, wobei ΔP die Impulsunschärfe der Ionen durch die Ionenquelle angibt. Der Terminal-Buncher ist in entsprechender Weise wie die Buncher b1 und b2 in die Rechnung einbezogen. Die Beschleunigung im Van de Graaff reduziert die prozentuale Impulsabweichung δ um den Faktor des Energiegewinns. Der Einfluß der Instabilität der Beschleunigungsspannung sowie die Phasenraum-Vergrößerung durch den Stripper ist in dieser Rechnung nicht enthalten.

Die Ergebnisse der Rechnungen sind in den Abbildungen 13a bis 13n zusammengestellt. Abb. 13a gibt die Phasenraumverteilung vor b1 an und bezieht sich auf alle möglichen Fokussierungsarten von b1 und b2. Abb. 13b bis 13e beschreibt die Transformation für zwei zeitliche Brennpunkte mit der mittleren Harmonischen H = 4.5; danach folgen die Fälle mit nur einem Zeitfokus im Zyklotron für die Harmonischen 2 und 3. Die linearen Brennweiten sind aus Nr. 8 in Tab. 1 entnommen. Sämtliche Phasenraumverteilungen sind punktsymmetrisch bezüglich $\delta = \phi = 0$, weswegen immer nur die Hälfte des Spektrums ausgedruckt ist. Die einzelnen Kanalinhalte sind relative Intensitäten bezüglich der Anzahl von 3790 transformierten Phasenraumpunkten. Die Skalenangaben in δ bzw. ϕ bezeichnen das Zentrum des jeweiligen Kanals.[+]

[+] Die Kanäle mit $\phi = 0$ (bzw. $\delta = 0$ in den δ-Projektionsspektren) sind nur halb so groß wie die übrigen Kanäle, da sie nur den Bereich von $0 \leq \phi < \Delta\phi/2$ umfassen. Die Kanalinhalte entsprechen dieser Breite.

Die Abbildungen bestätigen zunächst das Ergebnis der linearen Rechnungen: Im Zyklotron fallen ca. 60 % der Gesamtintensität in das Phasenrauminterval $|\phi| \leq 3^{\circ}$, $|\delta| \leq 0.25$ %. Der Rest verteilt sich bezüglich der Phase über den vollen Bereich von $-180^{\circ} \leq \phi < 180^{\circ}$. Hier ist eine sehr scharfe Kopplung zu den entsprechenden Impulsen vorhanden, die Werte bis zu dem zehnfachen des Akzeptanzbereiches von $|\delta| \leq 0.25$ % annehmen (für zwei zeitliche Brennpunkte; siehe Abb. 13d).

In den Phasenebenen vor b2 (Abb. 13b, f, k) sind für die drei Fälle Impulsgrenzen eingetragen ($|\delta| = 0.5$ % für H = 4.5 und H = 2; $|\delta| = 0.275$ % für H = 3). Die außerhalb dieser Grenzen liegenden Intensitäten können durch die Energieschlitze s2 bzw. s3 und s4 innerhalb der beiden Achromaten abgetrennt werden. Hierdurch entsteht bei den Phasenebenen im Zyklotron (Abb. 13d, h, m) eine Lücke (schraffierter Teil) zwischen dem gewünschten Phasenraum und den Ausläufern der Intensitätsverteilung.

Im Injektionspfad innerhalb des Zyklotrons ist eine weitere Impulsselektion möglich, wobei mindestens alle Teilchen mit $|\delta| \geq 1$ % abgefangen werden. So hohe Impulsunschärfen kommen nur bei der Einstellung mit Zwischenfokus am Stripper vor. In Abb. 13d ist diese Impulsgrenze gestrichelt eingezeichnet. Nach dieser dreifachen Beschneidung durch Schlitze fallen im Zentrum des Zyklotrons nur noch geringe Restintensitäten außerhalb des gewünschten Phasenraum-Bereichs, wobei die Phasenabweichung zwischen 90° und 180° beträgt. Teilchen mit einer so großen Phasenabweichung werden im Zyklotron nicht beschleunigt, sondern abgebremst. Hierdurch werden sie gegenüber den gewünschten Teilchen auf eine wesentlich kleinere Bahn gelenkt und können durch eine einzelne Schlitz-Backe nach dem ersten Umlauf im Zyklotron bequem abgefangen werden.

Es ist also möglich, mit der statischen Methode der Energiebeschneidung die unerwünschten Anteile der longitudinalen Phasenraumverteilung vollständig zu unterdrücken. Wesentlich sind hierfür die Schlitzanordnungen innerhalb der beiden Achromaten, weshalb nun die damit erzielbare Impulsauflösung und Transmission näher untersucht werden soll.

In Kapitel 8.4 sind die wesentlichen Daten bereits erwähnt. Für den Fall einer horizontalen Bildverkleinerung von 0.75 zwischen s1 und str, die hier als eine typische Einstellung angesehen wird, liegt das horizontale Zwischenbild am Ort des Schlitzes s3 (siehe Abb. 7 und 8). Die Ortsdispersion beträgt dort

$$R_{16}(s3) = 9 \text{ mm/\%} \frac{\Delta p}{p} , \qquad (11\text{-}1)$$

und ein monoenergetischer Strahl hat hier eine Taille mit der Ausdehnung

$$x^{o}_{max}(s3) = \pm 1.4 \text{ mm}, \qquad (11\text{-}2)$$

wobei am Ort s1 eine Strahlbreite von $x_{max} = \pm 2$ mm angenommen ist.

Wir untersuchen nun den Fall mit einem zeitlichen Zwischenfokus am Stripper und der mittleren Harmonischen H = 4.5. Bei einer Ausleuchtung des ersten Bunchers von $\pm 30^{o}$ erzeugt dieser eine Impulsunschärfe von $\delta_{max} = \pm 0.33$ %. Will man alle Ionen aus diesem Bereich passieren lassen, so muß der Schlitz s3 mindestens auf die Breite von

$$x_{max}(s3) = \pm \left(|x^{o}_{max}(s3)| + |R_{16}(s3)| \cdot |\delta_{max}| \right) \qquad (11\text{-}3)$$

$$= \pm (1.4 + 9 \cdot 0.33) \text{ mm} = \pm 4.37 \text{ mm}$$

geöffnet werden. Die totale Impulsauflösung Δ ist dann

bestimmt durch Teilchen, die auf Grund der Dispersion die maximal mögliche Versetzung von (4.37 + 1.4) mm = 5.77 mm erfahren:

$$\Delta(s3) = \pm \frac{|x_{max}| + |x^{o}_{max}|}{|R_{16}|}$$

$$= \pm \frac{4.37 + 1.4}{9} \% = \underline{\pm\ 0.64\ \%}\ . \qquad (11\text{-}4)$$

Diese Impulsauflösung kann verbessert werden durch den Schlitz s4 im zweiten Achromaten, obgleich dessen Auflösung alleine nicht günstiger ist. Der Grund hierfür ist folgender:

Zwischen den beiden Schlitzen s3 und s4 wird am Stripper ein Bild erzeugt. Hierdurch ist das Vorzeichen der Abbildung von s3 nach s4 positiv. Monoenergetische Teilchen liegen deshalb bei s3 und s4 jeweils auf der gleichen Seite der Strahlachse. Ihre Ortsausdehnung bei s4 beträgt

$$x^{o}_{max}(s4) = \pm\ 0.6\ \text{mm}\ , \qquad (11\text{-}5)$$

wieder bezogen auf eine Strahlbreite von ± 2 mm am Ort s1 (± 1.5 mm bei str). Die Dispersion ist hier jedoch wegen der umgekehrten Ablenkrichtung negativ:

$$R_{16}(s4) = -2.7\ \text{mm}/\% \ \frac{\Delta p}{p}\ . \qquad (11\text{-}6)$$

Für Ionen mit hoher Impulsabweichung, die den Schlitz s3 nur deshalb passieren konnten, weil sie dort auf Grund der Dispersion auf die andere Seite der Strahlachse versetzt wurden, wirkt hier der dispersive Beitrag in der gleichen Richtung wie die ohnehin vorhandene Ortsabweichung. Wird s4 entsprechend (11-3) so eingestellt, daß alle

Ionen mit $|\delta| \leq 0.33$ % auch diesen Schlitz passieren können,

$$x_{max}(s4) = \pm(|x^{o}_{max}(s4)| + |R_{16}(s4)| \cdot |\delta_{max}|) \qquad (11\text{-}7)$$

$$= \pm(0.6 + 2.7 \cdot 0.33) \text{ mm} = \pm 1.49 \text{ mm},$$

so ist die totale Impulsauflösung Δ_k aus der Kombination der beiden Schlitze gegeben durch:

$$\Delta_k = \pm \text{ Max}\{\frac{|x_{max}(s3)|}{|R_{16}(s3)|}, \frac{|x_{max}(s4)|}{|R_{16}(s4)|}\} \qquad (11\text{-}8)$$

$$= \pm \text{ Max } \{0.49 \text{ \%}, 0.55 \text{ \%}\} = \underline{\pm 0.55 \text{ \%}} .$$

Diese Auflösung wird erreicht ohne Transmissionsverlust für den gewünschten Phasenraum. Durch eine Verringerung der Schlitzbreite von s3 und s4 kann auf Kosten der Transmission eine wesentlich bessere Auflösung erzielt werden. Nimmt man hierfür als sinnvolle Grenze eine Schlitzbreite an, die der Strahlausdehnung für monoenergetische Teilchen entspricht,so ergibt sich als beste Impulsauflösung für die Kombination der beiden Schlitze:

$$\Delta^{o}_k = \pm \text{ Max } \{\frac{|x^{o}_{max}(s3)|}{|R_{16}(s3)|}, \frac{|x^{o}_{max}(s4)|}{|R_{16}(s4)|}\} \qquad (11\text{-}9)$$

$$= \pm \text{ Max } \{0.16 \text{ \%}, 0.22 \text{ \%}\} = \underline{\pm 0.22 \text{ \%}} .$$

Der niedrigere Wert für s3 bringt keinen weiteren Vorteil bezüglich der totalen Impulsauflösung, weshalb es zur Vergrößerung der Transmission sinnvoll ist, s3 soweit zu öffnen, bis beide Werte übereinstimmen. Kann die Impulsvertei-

lung innerhalb des Intervals $-\delta_{max} \leq \delta \leq +\delta_{max}$ vor den Schlitzen als homogen angesehen werden, so hat sie nach der Schlitzkombination die Form eines Dreiecks mit der Basis ± 0.22 %. Die Transmission ist dann

$$T^{o} = \frac{1}{2} \cdot \frac{|\Delta_k^{o}|}{|\delta_{max}|} \quad \text{für } |\delta_{max}| \geq |\Delta_k^{o}| \qquad (11\text{-}10)$$

$$= \underline{\underline{0.33}} \; .$$

Für die beiden Fälle ohne zeitlichen Zwischenfokus am Stripper sind die Impulsunschärfen, die der erste Buncher bei ± 30°-Ausleuchtung erzeugt, etwas verschieden. In diesen Fällen ergeben sich folgende Werte:

	δ_{max}	Δ_k	Δ_k^{o}	T^{o}
H = 2	± 0.36 %	± 0.58 %	± 0.22 %	0.30
H = 3	± 0.21 %	± 0.43 %	± 0.22 %	0.50

(11-11)

Die in den Abbildungen 13 eingezeichneten Impulsgrenzen liegen für H = 4.5 und H = 2 nahe an den Werten der totalen Impulsauflösung für volle Transmission. Für H = 3 ist eine etwas stärkere Beschneidung notwendig, um im Zyklotron auf Phasenlagen der Restintensität von über 90° zu kommen. Es ist jedoch sehr wahrscheinlich, daß auch Teilchen mit wesentlich geringerer Phasenabweichung im Zyklotron noch sicher getrennt werden können. Auf jeden Fall zeigen die Rechnungen, daß die Auflösung durch die Energieschlitze in den Achromaten - gegebenenfalls unter Transmissionsverlust - ausreicht, um im Zusammenhang mit den beiden Bunchern und mit der Injektionsregion innerhalb des Zyklotrons eine totale Abseparation des un-

erwünschten Phasenraumes in longitudinaler Richtung zu erreichen. Dies gilt für jede der Harmonischen zwei bis sechs, wie ergänzende Rechnungen gezeigt haben. Der Buncher im Terminal des Van de Graaff ist für diese Separation nicht notwendig,da er lediglich eine Phasen-Kompression bewirkt. Ohne diesen Buncher ändert sich nicht die Form des Phasenraumes in den Abbildungen 13b bis 13n. Es tritt nur eine Umverteilung der Intensität zu Gunsten der Ausläufer der Phasenraumverteilung ein, so daß dann nur noch ca. 20 % der Gesamtintensität im Zyklotron beschleunigt werden.

12. Zur praktischen Handhabung des Systems

Das gesamte System der Strahlanpassung zwischen den beiden Beschleunigern enthält

- 5 Dipolmagnete (a bis e)
- 13 Quadrupol-Singuletts, zusammengefaßt zu den Multipletts q1 bis q7
- 3 Buncher (b1, b2 und den Buncher im Terminal des CN)
- 1 kombinierter Gas- und Folienstripper
- 1 Emittanz-Meßeinrichtung
- 4 Schlitzblenden (s1 bis s4),

sowie weitere Hilfsmittel zur Strahldiagnostik (z.B. Strahl-Profil-Monitore), die im Rahmen dieser Arbeit nicht näher behandelt werden. Auf den ersten Blick sieht das System deshalb sehr aufwendig und kompliziert aus. Bei näherer Betrachtung erweist es sich jedoch einfacher in der Handhabung als ein irgendwie geartetes "einfacheres" System mit weniger Elementen. Das vorliegende System erlaubt nämlich

eine klare Zuordnung der Elemente zu bestimmten Funktionen im Rahmen der Präparation des sechsdimensionalen Phasenraumes.

In der Strecke bis einschließlich b2 geschieht die Aufbereitung des Ionenstrahls, der dann mittels der eigentlichen Anpassungselemente in die endgültige Form zur Injektion in das Zyklotron gebracht wird. Die achromatische Strahlführung bis hin zu dem Dipolmagneten e gestattet eine Variation im longitudinalen Phasenraum durch die beiden Buncher b1 und b2, ohne daß damit gleichzeitig die Strahleigenschaft in horizontaler oder vertikaler Richtung wesentlich beeinflußt wird. Der Beschneidung im longitudinalen Phasenraum sind die Schlitzblenden innerhalb der Achromaten zugeordnet. Die Quadrupolmagnete q2 und q5 haben die Funktion, die beiden 90°-Umlenkeinheiten zu Achromaten zu machen. Als Variationsparameter zur Fokussierung in horizontaler und vertikaler Richtung dienen bis b2 nur die Quadrupol-Dubletts q1, q3 und q4. Die teleskopische Strahlführung bis b2 erlaubt eine Änderung der Emittanz des angebotenen Ionenstrahls bei s1 oder bei str (was z.B. bei Folienwechsel eintreten kann), ohne daß das System nachfokussiert werden muß. Da hierfür wesentlich die Kantenwinkel der Dipolmagnete zur Fokussierung mit verwendet werden, ist diese Eigenschaft sehr "billig" erworben. Ein nicht-teleskopisches System würde die gleiche Anzahl von magnetoptischen Elementen benötigen.

Auch in dem Anpassungssystem zwischen b2 und dem Zyklotron sind die Elemente funktionell getrennt, wenngleich hier das Auffinden der richtigen Einstellung schwieriger ist. Das Dublett q7 hat die Aufgabe, die richtige dispersive Anpassung zu ermöglichen. Das Triplett q6 dient der Einstellung der horizontalen und vertikalen Emittanz-Ellipsen.[+]

[+] Siehe auch Kapitel 14 (Ergänzungen).

Der größeren Schwierigkeit der Anpassung in diesem Abschnitt entspricht der Einbau einer besseren Strahldiagnostik, wie sie durch eine Emittanz-Meßeinrichtung gegeben ist.

Die Einstellung und Optimierung aller magnetischen Elemente bis hin zum Dipolmagneten e kann bei abgeschalteten Bunchern erfolgen. Dies gilt auch für die beiden Achromaten. Die innen liegenden Quadrupolmagnete q2 bzw. q5 müssen dabei gerade so weit erregt werden, daß bei einer gleichsinnigen, simultanen Variation der Feldstärken um ihren Sollwert in beiden angrenzenden 45°-Magneten die Versetzung des Ionenstrahls nach der Umlenkeinheit minimal wird. Auf diese Weise werden die unterschiedlichen Impulse, die später der Buncher im Ionenstrahl erzeugt, simuliert durch verschiedene $B \cdot \rho$-Werte der ablenkenden Dipolmagnete.

Ein "einfacheres" System mit weniger Elementen wäre von Seiten der Strahlführungs-Rechnung vielleicht auch möglich. Es ist jedoch sehr fraglich, ob eine derartige funktionelle Trennung der Elemente bei gleichzeitiger Erfüllung der gestellten Forderungen dann erreicht wird. Ein solches System könnte sich trotz eines einfacheren Aufbaues in der Handhabung als wesentlich komplizierter erweisen als das hier vorgestellte Strahlführungssystem.

13. Was bringt das Anpassungs-System ?

Man kann die Frage jedoch auch anders herum stellen, nämlich inwieweit die Forderung nach möglichst optimaler Anpassung und ökonomischem Umgang mit den zur Verfügung stehenden Ionen sinnvoll ist. Es existieren Beschleuniger-Kombinationen für schwere Ionen, bei denen auf die Anpassung zwischen den Beschleunigern weniger Wert gelegt wird, dafür jedoch sehr viel kräftigere Ionenquellen eingesetzt werden (z.B. ALICE

in Orsay). Ohne auf die speziellen Eigenschaften solcher Kombinationen näher eingehen zu wollen, kann jedoch gesagt werden, daß hierbei der Unterschied zwischen den aus den Ionenquellen extrahierten Strömen und den Teilchenströmen, die letztlich am Experiment zur Verfügung stehen, etliche Zehnerpotenzen beträgt. Bei VICKSI werden voraussichtlich bei optimaler Einstellung ca. 10 % der aus der Ionenquelle extrahierten Ionen zum Experiment geführt werden können, wie sich aus folgender Aufstellung ergibt:

	Transmission T
longitudinale Akzeptanz von b1 (durch Beschränkung auf den linearen Bereich)	0.6
b1 bis SPC (einschließlich Phasenraumvergrößerung im Stripper)	0.85
Stripper-Ausbeute	0.3
Zyklotron	1.0
Sonstige Verluste	0.7
	$\prod T = 0.1 \hat{=} 10\ \%$

Die gute Transmission wirkt sich direkt auf die erreichbaren Endenergien aus. Wenn nämlich die Strahlverluste im Beschleunigersystem selbst klein gehalten werden können, gewinnen auch die geringeren Strahlintensitäten der höheren Ladungszustände aus der Ionenquelle an Bedeutung. Diese führen zu höheren Energien aus dem Van de Graaff, was mit dem konstanten Energiefaktor des Zyklotrons von 16.6 entsprechend höhere Endenergien ergibt. Eine Größenordnung mehr in der Intensität der Ionenströme erweitert deshalb in gewissen

Grenzen die erreichbare Endenergie für schwere Ionen um 100 MeV![+]

Die gute Anpassung zwischen den beiden Beschleunigern hat den weiteren Vorteil, daß das Zyklotron "sauber" bleibt. Hier ist in der obigen Aufstellung eine Transmission von 100 % angesetzt, da die Phasenraum-Beschneidung vollständig auf der Nieder-Energie-Seite stattfindet. Nahezu alle in den spezifizierten Akzeptanzbereich des Zyklotrons fallenden Ionen sollten auch beschleunigt und extrahiert werden können, wodurch eine Aktivierung des Extraktionskanals weitgehend vermieden wird. Durch die vorherige Beschneidung auf die gewünschten Anteile des Ionenstroms wird nicht zuletzt auch die Handhabung des Zyklotrons selbst wesentlich erleichtert. Die Notwendigkeit zur guten Ausnutzung der Ionenströme auf Grund des begrenzten Angebotes aus dem Vorbeschleuniger führt somit zur Tugend der möglichs geringen Aktivierung durch unnötigerweise beschleunigte Ionen und zu einer klaren Konzeption der gesamten Beschleunige anlage.

14. Ergänzungen

Während der Abfassung dieser Arbeit haben sich im Rahmen der Weiterentwicklung des Projektes VICKSI einige Änderungen ergeben, über die hier abschließend berichtet werden soll.

[+] Eine wichtige Grenze für diese Steigerung der Endenergie liegt in der Stripperausbeute, nämlich dann, wenn auch der Folienstripper nicht mehr genügend Intensität im notwendigen Ladungszustand erzeugt.

Kleine Änderungen wurden durchgeführt an dem Strahlabschnitt s1 bis str. Aus räumlichen Gründen wurde hier die Strahl-Ablenkung durch den Achromaten von zweimal 45^{o} auf zweimal 46^{o} erhöht und die verschiedenen Driftstrecken neu angepaßt.

Größere Änderungen ergaben sich erwartungsgemäß an der Schnittstelle zum Zyklotron, d.h. an der Strecke "b2 bis Eintritt ins Zyklotron". Die Innenregion des Zyklotrons wurde noch einmal neu geplant und die notwendigen Bedingungen im Zentrum des Zyklotrons klarer definiert. Hierdurch hat sich besonders die dispersive Anpassung beim Eintritt ins Zyklotron geändert. Der Ionenstrahl muß hier nach dem jetzigen Stand der Entwicklung nahezu achromatisch sein. Ausgehend von der Dispersion durch den Dipolmagneten e ist diese Bedingung mit dem Dublett q7 nicht mehr zu erreichen.

Aus diesem Grunde - und um an der Schnittstelle zum Zyklotron eine bessere Flexibilität zu erreichen - wurde auch der Dipolmagnet e aufgespalten in zwei 27^{o}-Magnete mit einem dazwischen liegenden Quadrupol-Singulett. Dies erweitert den Bereich der möglichen Dispersionsanpassung erheblich und bietet einen zusätzlichen, freien Parameter, der dazu dienen kann, in dieser neuen Ablenkeinheit die vertikale Strahlausdehnung klein zu halten.

Um die vier Parameter des horizontalen und vertikalen Phasenraumes im achromatischen Teilstück zwischen b2 und e anzupassen, dienten bisher die drei Gradienten des Tripletts q6 und die Eintrittskante von e. Diese Eintrittskante ist jedoch keine "dynamische" Variable, da sie - einmal durch Rechnung festgelegt - bei der späteren Strahloptimierung nicht als Variationsparameter zur Verfügung steht. Um auch

hier mehr Flexibilität zu erreichen, wurde das Triplett q6 ersetzt durch zwei Dubletts der Form q7 mit einer dazwischen liegenden Driftstrecke von 0.6 m. In Abb. 14 ist noch einmal der Grundriß der Beschleunigeranlage mit diesen Änderungen dargestellt. Die Abbildung gibt den neuesten Stand der Entwicklung wider (Januar 1975).

A1. Matrix-Formalismus der Strahloptik

Wir gehen von einem Teilchenpaket aus, das angefüllt ist mit Ionen, die in einem Strahltransportsystem bis auf geringe Abweichungen in Ort und Zeit alle die gleichen Bahnen durchlaufen. Die drei Orts- und die drei Impuls-Koordinaten eines jeden Teilchens werden durch einen Punkt im sechsdimensionalen Phasenraum dargestellt. Das von allen Teilchen eingenommene Phasenraum-Volumen sei näherungsweise durch ein sechsdimensionales Phasenraum-Ellipsoid begrenzt. Das Zentrum dieses Ellipsoides wird "Zentrale Trajektorie" genannt. Ein Teilchen mit den Koordinaten der Zentralen Trajektorie bewegt sich auf der optischen Achse des Strahltransportsystems und ist durch den "Sollimpuls" p_o und den Weg t längs der Achse charakterisiert.

Die Lage aller übrigen Phasenraumpunkte wird durch Relativkoordinaten gegenüber der Zentralen Trajektorie angegeben:

$$\vec{X} = \begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_3 \\ x_4 \\ x_5 \\ x_6 \end{bmatrix} \hat{=} \begin{bmatrix} x \\ \Theta \\ y \\ \phi \\ \ell \\ \delta \end{bmatrix} \hat{=} \begin{bmatrix} x \\ p_x/p_o \\ y \\ p_y/p_o \\ z \\ p_z/p_o \end{bmatrix} . \qquad \text{(A1-1)}$$

Als Koordinatensystem hierfür wird ein rechtshändiges "begleitendes Dreibein" benutzt, dessen Ursprung längs des Weges t fortschreitet und dessen z-Achse tangential zur optischen Achse in Strahlrichtung zeigt. x, y und ℓ be-

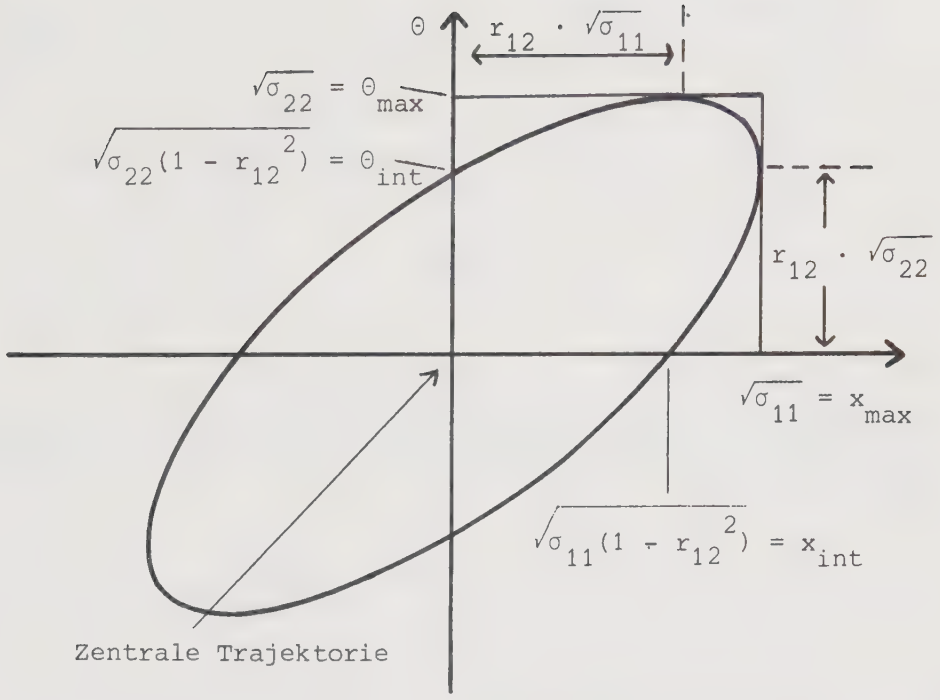
zeichnen die Ortsabweichung in horizontaler, vertikaler und in longitudinaler Richtung. Θ, ϕ und δ sind die entsprechenden Impulsabweichungen relativ zum Sollimpuls p_o. In horizontaler und vertikaler Richtung sind dies die Winkel, welche die durch $\vec{X}$ beschriebene Trajektorie mit der optischen Achse bildet. Jedoch auch die Impulsabweichung in z-Richtung kann formal als ein "longitudinaler Winkel" aufgefaßt werden.+

Die das Volumen begrenzende Oberfläche des Phasenraumellipsoides ist durch folgende Gleichung gegeben:

$$\vec{X}^T \cdot \sigma^{-1} \cdot \vec{X} = 1 \ . \qquad \text{(A1-2)}$$

T bezeichnet den transponierten Vektor und σ ist die 6x6-Strahlmatrix. Sie ist symmetrisch und positiv definit. Das Diagonalelement σ_{jj} ist das Quadrat des maximalen Wertes, den ein Phasenraumpunkt in der Koordinate x_j annehmen kann. Das Nicht-Diagonalelement $\sigma_{ij} = \sigma_{ji}$ ist ein Maß für die Neigung derjenigen Phasenellipse, die sich bei einem Schnitt in der $(x_i\text{-}x_j)$-Ebene durch das sechsdimensionale Ellipsoid ergibt. Dies sei an Hand der $(x\text{-}\Theta)$-Phasenellipse erläutert:

+Die Einheit "$^o/_{oo}$" ist dann äquivalent zu der Einheit "mrad".



In dieser Abbildung ist das Nicht-Diagonalelement σ_{ij} ersetzt durch

$$r_{ij} = r_{ji} = \frac{\sigma_{ij}}{\sqrt{\sigma_{ii} \cdot \sigma_{jj}}} , \qquad \text{(A1-3)}$$

wobei r_{ij} stets Werte zwischen -1 und +1 annimmt. Im Programmausdruck von TRANSPORT im Abschnitt A2 wird die Strahlmatrix in folgender Weise dargestellt:

$\sqrt{\sigma_{11}}$	CM					
$\sqrt{\sigma_{22}}$	MR	r_{21}				
$\sqrt{\sigma_{33}}$	CM	r_{31}	r_{32}			
$\sqrt{\sigma_{44}}$	MR	r_{41}	r_{42}	r_{43}		
$\sqrt{\sigma_{55}}$	CM	r_{51}	r_{52}	r_{53}	r_{54}	
$\sqrt{\sigma_{66}}$	PC	r_{61}	r_{62}	r_{63}	r_{64}	r_{65}

(CM = Zentimeter, MR = Millirad, PC = %).

Die Fläche einer Phasenellipse in der $(x_i\text{-}x_j)$-Ebene ist gegeben durch

$$A_{ij} = \pi \cdot \sqrt{\det \sigma(i,j)} = \pi \cdot x_i^{max} \cdot x_j^{int} = \pi \cdot x_i^{int} \cdot x_j^{max}$$

$$= \pi \cdot \sqrt{\sigma_{ii} \cdot \sigma_{jj} \cdot (1 - r_{ij}^2)} \qquad \text{(A1-4)}$$

und das Volumen des sechsdimensionalen Ellipsoides ist

$$V = \frac{\pi}{2} \sqrt{\det \sigma} \ . \qquad \text{(A1-5)}$$

Dabei ist $\det \sigma(i,j)$ die Determinante der durch die Koordinaten x_i und x_j gebildeten Untermatrix.

Die Koordinaten des Vektors $\vec{X}$ sind Funktionen des Weges t, der entlang der optischen Achse gemessen wird. Mit Hilfe der Taylorreihenentwicklung um einen vorgegebenen Startpunkt des Systems bei t=O ergibt sich unter Berücksichtigung von Gliedern bis zur zweiten Ordnung:

$$x_i(t) = \sum_{j=1}^{6} R_{ij}(t) \cdot x_i(O) + \sum_{j=1}^{6} \sum_{k=j}^{6} T_{i\ jk}(t) \cdot x_j(O) \ . \ x_k(O)$$

$$i = 1, 2, \ldots, 6$$

(A1-6)

$R_{ij}(t)$ sind die Koeffizienten der Transformationsmatrix $R(t)$ erster Ordnung, $T_{i\ jk}(t)$ die entsprechenden Tensorkoeffizienten der zweiten Ordnung. Sie charakterisieren die Elemente des Strahltransportsystems (z.B. Driftstrecken, Dipol- oder Quadrupolmagnete). Ein System aus n optischen Elementen wird in erster Ordnung durch das Produkt der Einzelmatrizen R_i beschrieben:+

$$R(n) = R_n \cdot ..... \cdot R_2 \cdot R_1 \ . \qquad \text{(A1-7)}$$

Die σ-Matrix und damit das Phasenraumellipsoid wird durch das System in erster Ordnung durch folgenden Ausdruck transformiert:

$$\sigma(n) = R(n) \cdot \sigma(O) \cdot (R(n))^T \ . \qquad \text{(A1-8)}$$

Enthält das System außer Driftstrecken nur magnetische Dipol- und Quadrupolfelder, die alle eine gemeinsame Symmetrie-Mittelebene besitzen (im vorliegenden Fall die x-z-Ebene), so verschwinden etliche Koeffizienten der Transformationsmatrix erster Ordnung, und R läßt sich allgemein schreiben als

$$R = \begin{bmatrix} R_{11} & R_{12} & O & O & O & R_{16} \\ R_{21} & R_{22} & O & O & O & R_{26} \\ O & O & R_{33} & R_{34} & O & O \\ O & O & R_{43} & R_{44} & O & O \\ R_{51} & R_{52} & O & O & 1 & R_{56} \\ O & O & O & O & O & 1 \end{bmatrix} . \qquad \text{(A1-9)}$$

+An einigen signifikanten Stellen ist die R-Matrix bei der Rechnung im Abschnitt A2 ausgedruckt.

Die vertikale Untermatrix ist orthogonal zu den restlichen Elementen der Matrix. R kann deshalb getrennt werden in eine 2x2-Matrix für den vertikalen Phasenraum (senkrecht zur Symmetrie-Mittelebene des Systems) und eine 4x4-Matrix, die die beiden miteinander gekoppelten Phasenräume in x- und z-Richtung transformiert. Die Art der Kopplung wird bei Kenntnis der horizontalen Untermatrix vollständig durch die Angabe entweder der Ortsdispersion R_{16} und der Winkeldispersion R_{26} beschrieben oder durch die beiden Größen R_{51} und R_{52}. Diese vier Werte sind durch zwei lineare Gleichungen miteinander verbunden:

$$\begin{bmatrix} R_{51} \\ R_{52} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_{21} & -R_{11} \\ R_{22} & -R_{12} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} R_{16} \\ R_{26} \end{bmatrix} \quad . \qquad \text{(A1-10)}$$

oder, aufgelöst nach R_{16} und R_{26}:

$$\begin{bmatrix} R_{16} \\ R_{26} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -R_{12} & R_{11} \\ -R_{22} & R_{21} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} R_{51} \\ R_{52} \end{bmatrix} \quad . \qquad \text{(A1-10)}$$

Zur letzten Umformung wurde benutzt, daß die Determinante der horizontalen Untermatrix - ebenso wie die der longitudinalen und vertikalen Untermatrix - den Wert +1 hat. Die Kopplung des longitudinalen mit dem horizontalen Phasenraum beeinflußt die jeweilige Unterdeterminante nicht. Dies ist an Hand der 4x4-Untermatrix aus (A1-9) sofort ersichtlich, wenn man deren Determinante zunächst nach der sechsten Zeile und dann nach der fünften Spalte entwickelt. Die physikalischen Gründe hierfür sind die Impulserhaltung und die Zeitunabhängigkeit der Kräfte in statischen Magnetfeldern.

Ist das System achromatisch, so verschwinden mit $R_{16} = R_{26} = 0$ auch R_{51} und R_{52}, und die Transformation kann dann getrennt für den horizontalen, vertikalen und den longitudinalen Phasenraum durchgeführt werden.

Die longitudinale Untermatrix $\begin{bmatrix} 1 & R_{56} \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$ in (A1-9) beschreibt eine reine Driftstrecke der Länge R_{56}. Es zeigt sich hieran, daß mit statischen Magnetfeldern eine Fokussierung in longitudinaler Richtung nicht erreicht werden kann. Werden hierfür Buncher der in Kap. 5 geschilderten Art eingesetzt, so bleibt die vertikale Untermatrix weiterhin orthogonal zum Rest der Matrix. Die Elemente der verbleibenden 4x4-Matrix sind dann jedoch im allgemeinen Fall alle ungleich Null, und R_{51} und R_{52} sind nicht mehr als Linearkombinationen von R_{16} und R_{26} darstellbar. Als Beispiel für die letzte Feststellung sei eine longitudinale "Punkt-nach-Parallel"-Abbildung ($R_{66} = 0$) mit einem nachfolgenden Dipolmagnet angeführt. Da die Energieunschärfe ($\hat{=}$ longitudinaler Winkel) durch die erste Transformation aufgehoben wird, tritt nach dem Dipolmagneten keine Dispersion auf. Trotzdem verschwinden nicht die durch R_{51} und R_{52} beschriebenen Weglängenunterschiede im Magneten auf Grund der verschiedenen horizontalen Startkoordinaten.

Ein spezieller Fall ist die Verwendung der in Kap. 5.2 beschriebenen Klystron-Buncher in einem achromatisch geführten magnetoptischen System. Da diese Buncher in erster Ordnung nur den longitudinalen Phasenraum beeinflussen, der durch die achromatische Strahlführung am Ort ihres Einsatzes vom horizontalen Phasenraum entkoppelt ist, bleiben die beiden Phasenräume auch nach dem Buncher voneinander getrennt. Diese Tatsache ist wesentliche Grundlage für die in Kap. 8 entwickelte Strahloptik.

A2. Rechnung des Gesamtsystems in erster Ordnung (Rechner-Ausdruck)

Strahlparameter:

p_o = 0.722 GeV/c $\hat{=}$ 7 MeV $^{40}Ar^+$

$M(^{40}Ar)/m_e = 7.29 \times 10^4$

Parameter für nachfolgende Dipolmagnete:

Polschuhabstand: G = 2 x 1.5 cm

K1 = 0.7 $\hat{=}$ Rogowski-Profil am Ein- und Austritt

b1: Matrix einer dünnen Linse für den longitudinalen Phasenraum

f_{b1} = (1/0.06921) m = 14.4 m

Driftstrecke D0: Länge = 1.0 m

rechts: aufsummierte Weglänge des Systems

Neuer Start der Transformations-Matrix "Transform 1"

Strahlmatrix am Startort s1 des magnetischen Systems

Quadrupol-Dublett q1, bestehend aus:

Singulett Q1Y:

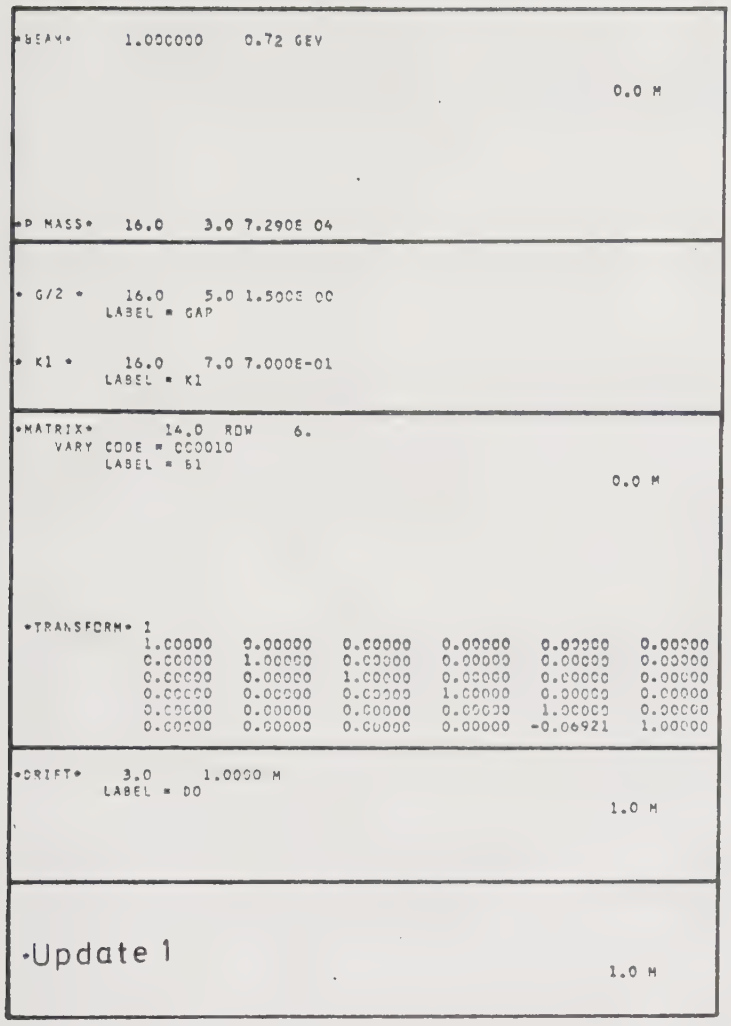
effektive Länge: 0.23 m

Aperturradius: 2.55 cm

Feld an den Polschuhen: -3.2779 KG

(negativ, horizontal defokussierend)

horizontale Brennweite: -0.777 m



0.000	0.515 CM						80
0.000	5.000 MR	-0.970					
0.000	0.515 CM	0.000	0.000				
0.000	5.000 MR	0.000	0.000	-0.970			
0.000	4.770 CM	0.000	0.000	0.000	0.000		
0.000	0.025 PC	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	

0.000	0.515 CM						81
0.000	5.000 MR	-0.970					
0.000	0.515 CM	0.000	0.000				
0.000	5.000 MR	0.000	0.000	-0.970			
0.000	4.770 CM	0.000	0.000	0.000	0.000		
0.000	0.331 PC	0.000	0.000	0.000	0.000	-0.997	

0.000	0.125 CM						82
0.000	5.000 MR	0.000					
0.000	0.125 CM	0.000	0.000				
0.000	5.000 MR	0.000	0.000	0.000			
0.000	4.440 CM	0.000	0.000	0.000	0.000		
0.000	0.331 PC	0.000	0.000	0.000	0.000	-0.997	

0.000	0.125 CM						83
0.000	5.000 MR	0.000					
0.000	0.125 CM	0.000	0.000				
0.000	5.000 MR	0.000	0.000	0.000			
0.000	4.440 CM	0.000	0.000	0.000	0.000		
0.000	0.331 PC	0.000	0.000	0.000	0.000	-0.997	

0.000	0.125 CM						84
0.000	5.000 MR	0.000					
0.000	0.125 CM	0.000	0.000				
0.000	5.000 MR	0.000	0.000	0.000			
0.000	4.440 CM	0.000	0.000	0.000	0.000		
0.000	0.331 PC	0.000	0.000	0.000	0.000	-0.997	

0.000	0.884 CM						85
0.000	5.000 MR	0.990					
0.000	0.884 CM	0.000	0.000				
0.000	5.000 MR	0.000	0.000	0.990			
0.000	3.863 CM	0.000	0.000	0.000	0.000		
0.000	0.331 PC	0.000	0.000	0.000	0.000	-0.996	

0.000	1.131 CM						86
0.000	17.053 MR	0.999					
0.000	0.871 CM	0.000	0.000				
0.000	6.111 MR	0.000	0.000	-0.993			
0.000	3.787 CM	0.000	0.000	0.000	0.000		
0.000	0.331 PC	0.000	0.000	0.000	0.000	-0.995	

0.000	1.987 CM						87
0.000	17.053 MR	1.000					
0.000	0.568 CM	0.000	0.000				
0.000	6.111 MR	0.000	0.000	-0.984			
0.000	3.623 CM	0.000	0.000	0.000	0.000		
0.000	0.331 PC	0.000	0.000	0.000	0.000	-0.995	

effektive Länge: 0.5 m

Singulett Q1X:

wie Q1Y, jedoch horizontal fokussierend,

Feld an den Polschuhen: +2.8718 KG

horizontale Brennweite: +0.969 m

rechts-ablenkender Dipolmagnet a,

bestehend aus:

Eintritts-Kantenwinkel: $+17.99^{\circ}$

("+" = vertikal fokussierend)

Sektormagnet:

effektive Länge L: 1.1781 m

Feld B_o: 16.055 KG

Ablenkradius: $\rho = 33.356 \cdot P_o / B_o = 1.5$ m

Feldindex: $n = \rho / B_o \cdot \partial B / \partial x = 0.0$

Ablenkwinkel: $\alpha = 180^{\circ} / \pi \cdot L / \rho = 44.998^{\circ}$

Austritts-Kantenwinkel: $+50.58^{\circ}$

•QUAD• 5.00 0.23000 M 2.8718 KG 2.550 CM (0.969 M)
LABEL = Q1X

3.7 M

0.000	2.119 CM					88	
0.000	5.486 MR	-0.999					
0.000	0.497 CM	0.000	0.000				
0.000	1.302 MR	0.000	0.000	-0.257			
0.000	3.547 CM	0.000	0.000	0.000	0.000		
0.000	0.331 PC	0.000	0.000	0.000	0.000	-0.995	

•DRIFT• 3.0 2.0500 M
LABEL = D2

5.8 M

0.000	0.990 CM					89	
0.000	5.486 MR	-0.993					
0.000	0.500 CM	0.000	0.000				
0.000	1.302 MR	0.000	0.000	0.278			
0.000	2.873 CM	0.000	0.000	0.000	0.000		
0.000	0.331 PC	0.000	0.000	0.000	0.000	-0.992	

•TRANSFORM• 1

0.39115	0.19937	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000
-7.13993	-1.08267	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000
0.00000	0.00000	-2.03590	0.08606	0.00000	0.00000
0.00000	0.00000	-10.08360	-0.06496	0.00000	0.00000
0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	1.00000	4.75820
0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	1.00000

•ROTAT• 2.0 17.99 D
LABEL = R1

5.8 M

0.000	0.998 CM					90	
0.000	3.349 MR	-0.982					
0.000	0.500 CM	0.000	0.000				
0.000	1.414 MR	0.000	0.000	-0.467			
0.000	2.873 CM	0.000	0.000	0.000	0.000		
0.000	0.331 PC	0.000	0.000	0.000	0.000	-0.992	

•BEND• 4.000 1.17810 M 16.055 KG 0.0000 (44.998 D)
LABEL = AC1

6.9 M

0.000	0.391 CM					91	
0.000	7.424 MR	-0.737					
0.000	0.447 CM	0.000	0.000				
0.000	1.414 MR	0.000	0.000	-0.150			
0.000	2.587 CM	-0.559	-0.100	0.000	0.000		
0.000	0.331 PC	0.372	0.315	0.000	0.000	-0.966	

•ROTAT• 2.0 50.58 D
LABEL = R2

6.9 M

0.000	0.391 CM					92	
0.000	5.521 MR	-0.416					
0.000	0.447 CM	0.000	0.000				
0.000	3.851 MR	0.000	0.000	-0.932			
0.000	2.587 CM	-0.559	-0.455	0.000	0.000		
0.000	0.331 PC	0.372	0.638	0.000	0.000	-0.966	

•TRANSFORM• 1

-0.39090	0.07192	0.00000	0.00000	0.00000	0.43933
-9.46410	-0.81689	0.00000	0.00000	0.00000	10.63384
0.00000	0.00000	-2.73298	0.05766	0.00000	0.00000
0.00000	0.00000	14.72180	-0.67647	0.00000	0.00000
-0.00010	-0.11237	0.00000	0.00000	1.00000	5.81843
0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	1.00000

•DRIFT• 3.0 0.6500 M

7.6 M

0.000	0.406 CM					93	
0.000	5.521 MR	0.483					
0.000	0.232 CM	0.000	0.000				
0.000	3.851 MR	0.000	0.000	-0.715			
0.000	2.379 CM	-0.940	-0.437	0.000	0.000		
0.000	0.331 PC	0.922	0.638	0.000	0.000	-0.960	

•QUAD• 5.00 0.21500 M 2.5150 KG 2.550 CM (1.172 M)
LABEL = Q2X

7.8 M

0.000	0.435 CM					94	
0.000	4.507 MR	-0.001					
0.000	0.293 CM	0.000	0.000				
0.000	3.086 MR	0.000	0.000	0.000			
0.000	2.311 CM	-0.908	0.243	0.000	0.000		
0.000	0.331 PC	0.948	0.000	0.000	0.000	-0.957	

•TRANSFORM• 1

-1.10945	0.00006	0.00000	0.00000	0.00000	1.24668
-0.00096	-0.90134	0.00000	0.00000	0.00000	0.00015
0.00000	0.00000	-1.62024	-0.00001	0.00000	0.00000
0.00000	0.00000	0.00137	-0.61719	0.00000	0.00000
-0.00010	-0.11237	0.00000	0.00000	1.00000	6.68310
0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	1.00000

R(s1 - Mitte q2)

•QUAD• 5.00 0.21500 M 2.5150 KG 2.550 CM (1.172 M)
LABEL = Q2X

8.0 M

0.000	0.406 CM					95	
0.000	5.524 MR	-0.483					
0.000	0.232 CM	0.000	0.000				
0.000	3.851 MR	0.000	0.000	0.716			
0.000	2.243 CM	-0.823	0.794	0.000	0.000		
0.000	0.331 PC	0.922	-0.637	0.000	0.000	-0.955	

•TRANSFORM• 1

-1.00611	-0.01872	0.00000	0.00000	0.00000	1.13053
9.46235	-0.81784	0.00000	0.00000	0.00000	-10.63357
0.00000	0.00000	-1.77600	-0.01370	0.00000	0.00000
0.00000	0.00000	-14.71876	-0.67660	0.00000	0.00000
-0.00010	-0.11237	0.00000	0.00000	1.00000	6.89802
0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	1.00000

Stripperfolie:

$\Delta\theta = \Delta\phi = \pm 5$ mrad; $\Delta\delta = \pm 0.125$ %

DRIFT 3.0 0.6500 M

8.7 M

0.000	0.391 CM					96
0.000	5.524 MR	0.417				
0.000	0.447 CM	0.000	0.000			
0.000	3.851 MR	0.000	0.000	0.932		
0.000	2.039 CM	-0.098	0.806	0.000	0.000	
0.000	0.331 PC	0.372	-0.637	0.000	0.000	-0.945

ROTAT 2.0 30.58 D
LABEL = R2

8.7 M

0.000	0.391 CM					97
0.000	7.427 MR	0.737				
0.000	0.447 CM	0.000	0.000			
0.000	1.414 MR	0.000	0.000	0.150		
0.000	2.039 CM	-0.098	0.558	0.000	0.000	
0.000	0.331 PC	0.372	-0.315	0.000	0.000	-0.945

BEND 4.000 1.17810 M 16.035 KG 0.0000 (44.998 D)
LABEL = AC1

9.8 M

0.000	0.998 CM					98
0.000	3.352 MR	0.982				
0.000	0.500 CM	0.000	0.000			
0.000	1.414 MR	0.000	0.000	0.467		
0.000	1.616 CM	-0.000	-0.000	0.000	0.000	
0.000	0.331 PC	0.000	0.000	0.000	0.000	-0.975

ROTAT 2.0 17.99 D
LABEL = R1

9.8 M

0.000	0.998 CM					99
0.000	5.490 MR	0.993				
0.000	0.500 CM	0.000	0.000			
0.000	1.302 MR	0.000	0.000	-0.278		
0.000	1.616 CM	-0.000	-0.000	0.000	0.000	
0.000	0.331 PC	0.000	0.000	0.000	0.000	-0.975

DRIFT 3.0 2.0500 M
LABEL = D3

11.9 M

0.000	2.120 CM					100
0.000	5.490 MR	0.999				
0.000	0.497 CM	0.000	0.000			
0.000	1.302 MR	0.000	0.000	0.257		
0.000	0.967 CM	-0.000	-0.000	0.000	0.000	
0.000	0.331 PC	0.000	0.000	0.000	0.000	-0.928

QUAD 5.00 0.23000 M 2.8718 KG 2.550 CM (0.969 M)
LABEL = Q3X

12.1 M

0.000	1.984 CM					101
0.000	17.059 MR	-1.000				
0.000	0.568 CM	0.000	0.000			
0.000	6.110 MR	0.000	0.000	0.984		
0.000	0.896 CM	-0.000	0.000	0.000	0.000	
0.000	0.331 PC	0.000	-0.000	0.000	0.000	-0.916

DRIFT 3.0 0.5000 M

12.6 M

0.000	1.132 CM					102
0.000	17.059 MR	-0.999				
0.000	0.871 CM	0.000	0.000			
0.000	6.110 MR	0.000	0.000	0.993		
0.000	0.748 CM	-0.000	0.000	0.000	0.000	
0.000	0.331 PC	0.000	-0.000	0.000	0.000	-0.876

QUAD 5.00 0.23000 M -3.2779 KG 2.550 CM (-0.777 M)
LABEL = Q3Y

12.9 M

0.000	0.884 CM					103
0.000	5.000 MR	-0.990				
0.000	0.884 CM	0.000	0.000			
0.000	5.000 MR	0.000	0.000	-0.990		
0.000	0.692 CM	-0.000	0.000	0.000	0.000	
0.000	0.331 PC	0.000	-0.000	0.000	0.000	-0.849

DRIFT 3.0 1.7500 M
LABEL = D4

14.6 M

0.000	0.125 CM					104
0.000	5.000 MR	-0.004				
0.000	0.125 CM	0.000	0.000			
0.000	5.000 MR	0.000	0.000	0.000		
0.000	0.360 CM	0.000	-0.000	0.000	0.000	
0.000	0.331 PC	0.000	-0.000	0.000	0.000	-0.000

vor str

TRANSFORM 1

0.99999	-0.00010	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000
0.00211	1.00000	0.00000	0.00000	0.00000	-0.00034
0.00000	0.00000	0.99999	0.00001	0.00000	0.00000
0.00000	0.00000	-0.00440	1.00000	0.00000	0.00000
0.00003	-0.00000	0.00000	0.00000	1.00000	13.36615
0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	1.00000

R(s1 - str)

FIT 10.0 6. 5. 0.000 / 0.001
-0.000
LABEL = FB1

ADD TO BEAM 1.000000 0.72 GEV
LABEL = STF

14.6 M

0.000	0.125 CM					105
0.000	7.071 MR	-0.003				
0.000	0.125 CM	0.000	0.000			
0.000	7.071 MR	0.000	0.000	0.000		
0.000	0.360 CM	0.000	-0.000	0.000	0.000	
0.000	0.354 PC	0.000	-0.000	0.000	0.000	-0.000

nach str

links-ablenkender Dipolmagnet c,

bestehend aus:

Drehung des Koordinatensystems um die Strahlachse um 180°

Eintritts-Kantenwinkel: -43.84°

("-" = horizontal fokussierend)

Sektormagnet:

Ablenkwinkel (rechts): 45°

Ablenkradius: 0.75 m

(halb so groß wie bei a)

Austrittskantenwinkel: +47.13°

Rückdrehung des Koordinatensystems

Ab hier alle Magnet-felder durch 6.24 dividieren !

```
*TRANSFORM* 1
          1.00000   0.00000   0.00000   0.00000   0.00000   0.00000
          0.00000   1.00000   0.00000   0.00000   0.00000   0.00000
          0.00000   0.00000   1.00000   0.00000   0.00000   0.00000
          0.00000   0.00000   0.00000   1.00000   0.00000   0.00000
          0.00000   0.00000   0.00000   0.00000   1.00000   0.00000
          0.00000   0.00000   0.00000   0.00000   0.00000   1.00000

*DRIFT*    3.0     1.6000 M
      LABEL = D5
                                            16.2 M       0.000    1.138 CM                                 107
                                                         0.000    7.071 MR     0.994
                                                         0.000    1.138 CM     0.000  0.000
                                                         0.000    7.071 MR     0.000  0.000  0.994
                                                         0.000    0.671 CM    -0.000 -0.000  0.000  0.000
                                                         0.000    0.354 PC    -0.000 -0.000  0.000  0.000  0.844

*QUAD*     5.00   0.19000 M    4.9079 KG    3.187 CM  (   0.856 M  )
      LABEL = Q4X
                                            16.4 M       0.000    1.138 CM                                 108
                                                         0.000    7.100 MR    -0.994
                                                         0.000    1.411 CM     0.000  0.000
                                                         0.000   22.240 MR     0.000  0.000  1.000
                                                         0.000    0.729 CM    -0.000  0.000  0.000  0.000
                                                         0.000    0.354 PC    -0.000  0.000  0.000  0.000  0.869

*DRIFT*    3.0     0.5200 M
                                            16.9 M       0.000    0.772 CM                                 109
                                                         0.000    7.100 MR    -0.987
                                                         0.000    2.567 CM     0.000  0.000
                                                         0.000   22.240 MR     0.000  0.000  1.000
                                                         0.000    0.893 CM    -0.000  0.000  0.000  0.000
                                                         0.000    0.354 PC    -0.000  0.000  0.000  0.000  0.915

*QUAD*     5.00   0.19000 M   -4.6289 KG    3.187 CM  (  -0.842 M  )
      LABEL = Q4Y
                                            17.1 M       0.000    0.720 CM                                 110
                                                         0.000    1.880 MR     0.757
                                                         0.000    2.700 CM     0.000  0.000
                                                         0.000    8.507 MR     0.000  0.000 -0.999
                                                         0.000    0.955 CM    -0.000 -0.000  0.000  0.000
                                                         0.000    0.354 PC    -0.000 -0.000  0.000  0.000  0.926

*DRIFT*    3.0     2.1000 M
      LABEL = D6
                                            19.2 M       0.000    1.050 CM                                 111
                                                         0.000    1.880 MR     0.894
                                                         0.000    0.918 CM     0.000  0.000
                                                         0.000    8.507 MR     0.000  0.000 -0.994
                                                         0.000    1.667 CM    -0.000 -0.000  0.000  0.000
                                                         0.000    0.354 PC    -0.000 -0.000  0.000  0.000  0.976

*TRANSFORM* 1
         -1.95048   0.14441   0.00000   0.00000   0.00000   0.00000
         -9.66790   0.20311   0.00000   0.00000   0.00000   0.00000
          0.00000   0.00000   0.06730   0.12977   0.00000   0.00000
          0.00000   0.00000  -8.32518  -1.19396   0.00000   0.00000
          0.00000   0.00000   0.00000   0.00000   1.00000   4.59827
          0.00000   0.00000   0.00000   0.00000   0.00000   1.00000

*2 RO*    20.0   180.00 D
                                            19.2 M       0.000    1.050 CM                                 112
                                                         0.000    1.880 MR     0.894
                                                         0.000    0.918 CM     0.000  0.000
                                                         0.000    8.507 MR     0.000 -0.000 -0.994
                                                         0.000    1.667 CM     0.000  0.000  0.000  0.000
                                                         0.000    0.354 PC     0.000  0.000  0.000  0.000  0.976

*ROTAT*    2.0   -43.84 D
      LABEL = R3
                                            19.2 M       0.000    1.050 CM                                 113
                                                         0.000   11.800 MR    -0.997
                                                         0.000    0.918 CM     0.000  0.000
                                                         0.000    4.826 MR     0.000 -0.000  0.980
                                                         0.000    1.667 CM     0.000 -0.000  0.000  0.000
                                                         0.000    0.354 PC     0.000 -0.000  0.000  0.000  0.976

*BEND*     4.000   0.58905 M   32.110 KG    0.0000 (  44.999 D )
      LABEL = AC2
                                            19.8 M       0.000    0.149 CM                                 114
                                                         0.000   18.407 MR    -0.709
                                                         0.000    1.198 CM     0.000 -0.000
                                                         0.000    4.926 MR     0.000 -0.000  0.988
                                                         0.000    1.913 CM     0.291  0.379 -0.000 -0.000
                                                         0.000    0.354 PC     0.523  0.136  0.000  0.000  0.949

*ROTAT*    2.0    47.13 D
      LABEL = R4
                                            19.8 M       0.000    0.149 CM                                 115
                                                         0.000   16.959 MR    -0.644
                                                         0.000    1.198 CM     0.000  0.000
                                                         0.000   10.412 MR    -0.000 -0.000 -0.997
                                                         0.000    1.913 CM     0.291  0.448 -0.000  0.000
                                                         0.000    0.354 PC     0.523  0.213  0.000 -0.000  0.949

*2 RO*    20.0  -180.00 D
                                            19.8 M       0.000    0.149 CM                                 116
                                                         0.000   16.959 MR    -0.644
                                                         0.000    1.198 CM     0.000 -0.000
                                                         0.000   10.412 MR    -0.000 -0.000 -0.997
                                                         0.000    1.913 CM    -0.291 -0.448  0.000  0.000
                                                         0.000    0.354 PC    -0.523 -0.213  0.000  0.000  0.949
```

•TRANSFORM• 1

-0.56754	0.01483	0.00000	0.00000	0.00000	-0.21966
21.05549	-2.31228	0.00001	0.00000	0.00000	-10.22591
-0.00000	0.00000	-0.36616	0.16923	0.00000	0.00000
-0.00000	0.00000	-2.72486	-1.47165	0.00000	0.00001
-1.04296	0.06596	0.00000	-0.00000	1.00000	5.12838
0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	1.00000

•DRIFT• 3.0 0.5000 M

20.3 M

0.000	0.761 CM					117	
0.000	16.959 MR	0.989					
0.000	0.679 CM	0.000	-0.000				
0.000	10.412 MR	-0.000	-0.000	-0.992			
0.000	2.081 CM	-0.541	-0.430	0.000	0.000		
0.000	0.354 PC	-0.340	-0.213	0.000	0.000	0.957	

•QUAD• 5.00 0.14000 M 7.1942 KG 3.187 CM (0.786 M)
LABEL = Q5X

20.4 M

0.000	0.920 CM					118	
0.000	6.030 MR	0.938					
0.000	0.594 CM	-0.000	-0.000				
0.000	2.540 MR	-0.000	-0.000	-0.610			
0.000	2.129 CM	-0.510	-0.228	0.000	0.000		
0.000	0.354 PC	-0.309	0.000	0.000	0.000	0.959	

•TRANSFORM• 1

0.72741	-0.12306	0.00000	0.00000	0.00000	-0.80366
12.97764	-0.82071	0.00000	-0.00000	0.00000	0.00001
-0.00000	0.00000	-0.58859	0.08333	0.00000	0.00000
-0.00004	0.00000	-9.77544	-0.31496	0.00000	0.00001
-1.04296	0.06596	0.00000	-0.00000	1.00000	5.76814
0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	1.00000

R(str - Mitte q5)

•QUAD• 5.00 0.14000 M 7.1942 KG 3.187 CM (0.786 M)
LABEL = Q5X

20.6 M

0.000	0.914 CM					119	
0.000	6.838 MR	-0.951					
0.000	0.620 CM	-0.000	-0.000				
0.000	6.007 MR	-0.000	0.000	0.971			
0.000	2.176 CM	-0.483	0.687	0.000	0.000		
0.000	0.354 PC	-0.245	0.529	0.000	0.000	0.961	

•TRANSFORM• 1

0.83779	-0.12307	0.00000	0.00000	0.00000	-0.73096
2.54791	0.81934	-0.00000	-0.00000	0.00000	10.22591
-0.00000	0.00000	-0.78457	0.08656	0.00000	0.00000
-0.00003	0.00001	-18.64955	0.78298	0.00000	0.00002
-1.04296	0.06596	0.00000	-0.00000	1.00000	5.90508
0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	1.00000

•DRIFT• 3.0 0.5000 M

21.1 M

0.000	0.598 CM					120	
0.000	6.838 MR	-0.882					
0.000	0.914 CM	-0.000	0.000				
0.000	6.007 MR	-0.000	0.000	0.987			
0.000	2.347 CM	-0.330	0.677	0.000	0.000		
0.000	0.354 PC	-0.130	0.529	0.000	0.000	0.966	

•Z RO• 20.0 -180.00 D

21.1 M

0.000	0.598 CM					121	
0.000	6.838 MR	-0.882					
0.000	0.914 CM	-0.000	0.000				
0.000	6.007 MR	-0.000	0.000	0.987			
0.000	2.347 CM	0.330	-0.677	-0.000	-0.000		
0.000	0.354 PC	0.130	-0.529	-0.000	-0.000	0.966	

•ROTAT• 2.0 47.13 D
LABEL = R4

21.1 M

0.000	0.598 CM					122	
0.000	4.120 MR	0.622					
0.000	0.914 CM	-0.000	-0.000				
0.000	5.725 MR	0.000	0.000	-0.986			
0.000	2.347 CM	0.330	-0.436	-0.000	0.000		
0.000	0.354 PC	0.130	-0.607	-0.000	0.000	0.966	

•BEND• 4.000 0.58905 M 32.110 KG 0.0000 (44.999 D)
LABEL = AC2

21.7 M

0.000	0.579 CM					123	
0.000	3.686 MR	-0.910					
0.000	0.585 CM	-0.000	0.000				
0.000	5.725 MR	0.000	0.000	-0.965			
0.000	2.482 CM	-0.000	0.000	-0.000	0.000		
0.000	0.354 PC	-0.000	0.000	-0.000	0.000	0.989	

•ROTAT• 2.0 -6.90 D
LABEL = R5

21.7 M

0.000	0.579 CM					124	
0.000	4.554 MR	-0.942					
0.000	0.585 CM	-0.000	0.000				
0.000	4.606 MR	0.000	0.000	-0.945			
0.000	2.482 CM	-0.000	0.000	-0.000	0.000		
0.000	0.354 PC	-0.000	0.000	-0.000	0.000	0.989	

•Z RO• 20.0 180.00 D

21.7 M

0.000	0.579 CM					125	
0.000	4.554 MR	-0.942					
0.000	0.585 CM	-0.000	0.000				
0.000	4.606 MR	0.000	0.000	-0.945			
0.000	2.482 CM	0.000	-0.000	0.000	-0.000		
0.000	0.354 PC	0.000	-0.000	0.000	-0.000	0.989	

•DRIFT• 3.0 1.2000 M
LABEL = D7

22.9 M

0.000	0.194 CM				126
0.000	4.554 MR	0.002			
0.000	0.192 CM	-0.000	0.000		
0.000	4.606 MR	0.000	0.000	0.002	
0.000	2.902 CM	0.000	-0.000	0.000	-0.000
0.000	0.354 PC	0.000	-0.000	0.000	-0.000 0.992

•TRANSFORM• 1

1.55279	0.00014	-0.00000	-0.00000	0.00000	-0.00000
-0.00024	0.64400	-0.00001	-0.00000	0.00000	-0.00001
-0.00000	0.00000	-1.53503	-0.00005	0.00000	0.00000
0.00001	-0.00000	0.00515	-0.65145	0.00000	-0.00001
-0.00000	0.00000	-0.00000	-0.00000	1.00000	8.13755
0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	1.00000

R(str-b2)

b2

•MATRIX• 14.0 ROW 6.
VARY CODE = 000010
LABEL = B2

22.9 M

0.000	0.194 CM				127
0.000	4.554 MR	0.002			
0.000	0.192 CM	-0.000	0.000		
0.000	4.606 MR	0.000	0.000	0.002	
0.000	2.902 CM	0.000	-0.000	0.000	-0.000
0.000	0.291 PC	-0.000	0.000	-0.000	0.000 -0.989

•TRANSFORM• 1

1.55279	0.00014	-0.00000	-0.00000	0.00000	-0.00000
-0.00024	0.64400	-0.00001	-0.00000	0.00000	-0.00001
-0.00000	0.00000	-1.53503	-0.00005	0.00000	0.00000
0.00001	-0.00000	0.00515	-0.65145	0.00000	-0.00001
-0.00000	0.00000	-0.00000	-0.00000	1.00000	8.13755
0.00000	-0.00000	0.00000	0.00000	-0.22017	-0.79166

•DRIFT• 3.0 1.4000 M
LABEL = D8

24.3 M

0.000	0.667 CM				128
0.000	4.554 MR	0.957			
0.000	0.673 CM	0.000	0.000		
0.000	4.606 MR	0.000	0.000	0.959	
0.000	2.500 CM	-0.000	-0.000	-0.000	-0.000
0.000	0.291 PC	0.000	0.000	0.000	0.000 -0.985

•QUAD• 5.00 0.19000 M 0.0006 KG 3.187 CM (6732.797 M)
LABEL = Q6

24.5 M

0.000	0.750 CM				129
0.000	4.553 MR	0.966			
0.000	0.758 CM	0.000	0.000		
0.000	4.607 MR	0.000	0.000	0.967	
0.000	2.446 CM	-0.000	-0.000	-0.000	-0.000
0.000	0.291 PC	0.000	0.000	0.000	0.000 -0.984

•DRIFT• 3.0 0.1200 M

24.6 M

0.000	0.803 CM				130
0.000	4.553 MR	0.970			
0.000	0.811 CM	0.000	0.000		
0.000	4.607 MR	0.000	0.000	0.972	
0.000	2.411 CM	-0.000	-0.000	-0.000	-0.000
0.000	0.291 PC	0.000	0.000	0.000	0.000 -0.983

46

•QUAD• 5.00 0.28000 M 5.8118 KG 3.187 CM (0.522 M)
LABEL = Q6X

24.9 M

0.000	0.689 CM				131
0.000	12.244 MR	-0.994			
0.000	1.403 CM	0.000	-0.000		
0.000	24.863 MR	0.000	-0.000	1.000	
0.000	2.331 CM	-0.000	0.000	-0.000	-0.000
0.000	0.291 PC	0.000	-0.000	0.000	0.000 -0.982

•DRIFT• 3.0 0.1200 M

25.0 M

0.000	0.543 CM				132
0.000	12.244 MR	-0.991			
0.000	1.501 CM	0.000	-0.000		
0.000	24.863 MR	0.000	-0.000	1.000	
0.000	2.297 CM	-0.000	0.000	-0.000	-0.000
0.000	0.291 PC	0.000	-0.000	0.000	0.000 -0.982

•QUAD• 5.00 0.19000 M -9.7152 KG 3.187 CM (-0.386 M)
LABEL = Q6Y

25.2 M

0.000	0.424 CM				133
0.000	2.227 MR	-0.353			
0.000	1.608 CM	0.000	-0.000		
0.000	14.026 MR	-0.000	0.000	-0.999	
0.000	2.243 CM	-0.000	0.000	-0.000	0.000
0.000	0.291 PC	0.000	0.000	0.000	-0.000 -0.981

•DRIFT• 3.0 0.7000 M
LABEL = D9

25.9 M

0.000	0.397 CM				134
0.000	2.227 MR	0.015			
0.000	0.628 CM	-0.000	-0.000		
0.000	14.026 MR	-0.000	0.000	-0.995	
0.000	2.243 CM	-0.000	0.000	-0.000	0.000
0.000	0.291 PC	0.000	0.000	0.000	-0.000 -0.977

•TRANSFORM• 1

-0.87674	0.05391	0.00000	0.00000	0.00000	-0.00000
-17.19821	-0.08312	0.00003	0.00000	0.00000	0.00000
-0.00000	0.00000	-0.68687	-0.08799	0.00000	-0.00000
0.00005	-0.00000	26.41162	1.92769	0.00000	0.00001
-0.00000	0.00000	-0.00000	-0.00000	0.33973	5.76345
0.00000	-0.00000	0.00000	0.00000	-0.22017	-0.79166

Start einer zusätzlichen Transformationsmatrix "Transform 2"

ROTAT 2.0 -25.00 D
LABEL = R6

25.9 M

0.000	0.397 CM					135
0.000	2.874 MR	-0.632				
0.000	0.628 CM	-0.000	-0.000			
0.000	10.905 MR	-0.000	0.000	-0.992		
0.000	2.043 CM	-0.000	0.000	-0.000	0.000	
0.000	0.291 PC	0.000	-0.000	0.000	-0.000	-0.977

BEND 4.000 0.95975 M 24.086 KG 0.0000 (54.996 D)
LABEL = M55

26.8 M

0.000	0.234 CM					136
0.000	5.075 MR	0.160				
0.000	0.431 CM	0.000	0.000			
0.000	10.905 MR	0.000	0.000	0.982		
0.000	1.831 CM	-0.595	-0.350	-0.000	-0.000	
0.000	0.291 PC	0.530	0.470	0.000	-0.000	-0.960

ROTAT 2.0 45.00 D
LABEL = R7

26.8 M

0.000	0.234 CM					137
0.000	5.921 MR	0.533				
0.000	0.431 CM	0.000	0.000			
0.000	7.068 MR	0.000	0.000	0.957		
0.000	1.831 CM	-0.595	-0.535	-0.000	-0.000	
0.000	0.291 PC	0.630	0.613	0.000	-0.000	-0.960

DRIFT 3.0 1.5000 M
LABEL = D10

28.3 M

0.000	1.032 CM					138
0.000	5.921 MR	0.981				
0.000	1.478 CM	0.000	0.000			
0.000	7.068 MR	0.000	0.000	0.996		
0.000	1.417 CM	-0.570	-0.503	-0.000	-0.000	
0.000	0.291 PC	0.647	0.613	-0.000	-0.000	-0.932

QUAD 5.00 0.19000 M -7.5470 KG 3.187 CM (-0.505 M)
LABEL = Q7Y

28.5 M

0.000	1.338 CM					139
0.000	27.350 MR	0.999				
0.000	1.350 CM	0.000	0.000			
0.000	20.191 MR	-0.000	-0.000	-0.999		
0.000	1.365 CM	-0.560	-0.550	-0.000	0.000	
0.000	0.291 PC	0.645	0.641	-0.000	0.000	-0.927

DRIFT 3.0 0.1000 M

28.6 M

0.000	1.611 CM					140
0.000	27.350 MR	1.000				
0.000	1.148 CM	0.000	0.000			
0.000	20.191 MR	-0.000	-0.000	-0.999		
0.000	1.338 CM	-0.555	-0.547	-0.000	0.000	
0.000	0.291 PC	0.644	0.641	-0.000	0.000	-0.924

QUAD 5.00 0.19000 M 8.3516 KG 3.187 CM (0.517 M)
LABEL = Q7X

28.8 M

0.000	1.791 CM					141
0.000	9.052 MR	-0.997				
0.000	0.972 CM	0.000	-0.000			
0.000	1.398 MR	0.000	-0.000	0.759		
0.000	1.287 CM	-0.547	0.570	-0.000	-0.000	
0.000	0.291 PC	0.643	-0.652	-0.000	-0.000	-0.918

DRIFT 3.0 0.5000 M
LABEL = D11

29.3 M

0.000	1.340 CM					142
0.000	9.052 MR	-0.995				
0.000	1.026 CM	0.000	-0.000			
0.000	1.398 MR	0.000	-0.000	0.788		
0.000	1.155 CM	-0.520	0.553	-0.000	-0.000	
0.000	0.291 PC	0.640	-0.652	-0.000	-0.000	-0.896

TRANSFORM 1

-4.76992	-0.11901	0.00001	0.00000	-0.64857	-2.33203
37.14346	0.71706	-0.00007	-0.00001	4.46095	16.03999
0.00000	-0.00000	1.40592	0.14297	0.00000	0.00000
-0.00002	0.00000	-5.28094	0.17424	0.00000	0.00000
1.27702	-0.02989	-0.00000	-0.00000	-0.38633	3.15276
0.00000	-0.00000	0.00000	0.00000	-0.22017	-0.79166

R(str - Eintritt SPC)

•Update 2

29.3 M

0.000	1.340 CM					143
0.000	9.052 MR	-0.995				
0.000	1.026 CM	0.000	-0.000			
0.000	1.398 MR	0.000	-0.000	0.788		
0.000	1.155 CM	-0.520	0.553	-0.000	-0.000	
0.000	0.291 PC	0.640	-0.652	-0.000	-0.000	-0.896

Zyklotron

```
* K1 *      16.0     7.0 0.000E-01
         LABEL = K1Z

*Z RD*     20.0    180.00 D
                                                   29.3 M      0.000    1.340 CM                                    144
                                                               0.000    9.052 MR    -0.995
                                                               0.000    1.026 CM     0.000 -0.000
                                                               0.000    1.398 MR    -0.000  0.000  0.788
                                                               0.000    1.155 CM     0.520 -0.553  0.000 -0.000
                                                               0.000    0.291 PC    -0.640  0.652 -0.000  0.000 -0.896

*BEND*     4.000    1.78000 M    4.071 KG  13.7900 (  17.241 D )
                                                   31.1 M      0.000    0.296 CM                                    145
                                                               0.000    5.234 MR    -0.420
                                                               0.000    0.619 CM    -0.000 -0.000
                                                               0.000    5.323 MR    -0.000  0.000 -0.963
                                                               0.000    0.696 CM    -0.424 -0.320  0.000  0.000
                                                               0.000    0.291 PC    -0.181  0.763  0.000  0.000 -0.559

*BEND*     4.000    0.36000 M   13.248 KG  -1.3100 (  11.347 D )
                                                   31.4 M      0.000    0.269 CM                                    146
                                                               0.000    5.780 MR     0.181
                                                               0.000    0.452 CM    -0.000 -0.000
                                                               0.000    4.607 MR     0.000  0.000 -0.906
                                                               0.000    0.677 CM    -0.722 -0.149  0.000  0.000
                                                               0.000    0.291 PC     0.374  0.781  0.000  0.000 -0.426

*Z RD*     20.0    180.00 D
                                                   31.4 M      0.000    0.269 CM                                    147
                                                               0.000    5.780 MR     0.181
                                                               0.000    0.452 CM    -0.000 -0.000
                                                               0.000    4.607 MR     0.000  0.000 -0.906
                                                               0.000    0.677 CM     0.722  0.149 -0.000 -0.000
                                                               0.000    0.291 PC    -0.374 -0.781 -0.000 -0.000 -0.426

*ROTAT*    2.0      0.00 D
                                                   31.4 M      0.000    0.269 CM                                    148
                                                               0.000    5.780 MR     0.181
                                                               0.000    0.452 CM    -0.000 -0.000
                                                               0.000    4.607 MR     0.000  0.000 -0.906
                                                               0.000    0.677 CM     0.722  0.149 -0.000 -0.000
                                                               0.000    0.291 PC    -0.374 -0.781 -0.000 -0.000 -0.426

*BEND*     4.000    0.24000 M   86.146 KG   0.0000 (  49.187 D )
                                                   31.7 M      0.000    0.213 CM                                    149
                                                               0.000    7.823 MR    -0.696
                                                               0.000    0.355 CM    -0.000  0.000
                                                               0.000    4.607 MR     0.000 -0.000 -0.842
                                                               0.000    0.529 CM     0.323 -0.537  0.000 -0.000
                                                               0.000    0.291 PC    -0.625  0.253 -0.000 -0.000 -0.202

*ROTAT*    2.0      0.00 D
                                                   31.7 M      0.000    0.213 CM                                    150
                                                               0.000    7.823 MR    -0.696
                                                               0.000    0.355 CM    -0.000  0.000
                                                               0.000    4.607 MR     0.000 -0.000 -0.842
                                                               0.000    0.529 CM     0.323 -0.537  0.000 -0.000
                                                               0.000    0.291 PC    -0.625  0.253 -0.000 -0.000 -0.202

*Z RD*     20.0    180.00 D
                                                   31.7 M      0.000    0.213 CM                                    151
                                                               0.000    7.823 MR    -0.696
                                                               0.000    0.355 CM    -0.000  0.000
                                                               0.000    4.607 MR     0.000 -0.000 -0.842
                                                               0.000    0.529 CM    -0.323  0.537 -0.000  0.000
                                                               0.000    0.291 PC     0.625 -0.253  0.000  0.000 -0.202

*BEND*     4.000    0.14000 M   13.571 KG  -8.3700 (   4.520 D )
                                                   31.8 M      0.000    0.154 CM                                    152
                                                               0.000    8.166 MR    -0.290
                                                               0.000    0.312 CM    -0.000  0.000
                                                               0.000    3.677 MR     0.000  0.000 -0.637
                                                               0.000    0.525 CM    -0.031  0.526  0.000  0.000
                                                               0.000    0.291 PC     0.672 -0.275  0.000  0.000 -0.144

*DRIFT*    3.0      0.0000 M
                                                   31.8 M      0.000    0.154 CM                                    153
                                                               0.000    8.166 MR    -0.290
                                                               0.000    0.312 CM    -0.000  0.000
                                                               0.000    3.677 MR     0.000  0.000 -0.637
                                                               0.000    0.525 CM    -0.031  0.526  0.000  0.000
                                                               0.000    0.291 PC     0.672 -0.275  0.000  0.000 -0.144

*ROTAT*    2.0      0.00 D
                                                   31.8 M      0.000    0.154 CM                                    154
                                                               0.000    8.166 MR    -0.290
                                                               0.000    0.312 CM    -0.000  0.000
                                                               0.000    3.677 MR     0.000  0.000 -0.637
                                                               0.000    0.525 CM    -0.031  0.526  0.000  0.000
                                                               0.000    0.291 PC     0.672 -0.275  0.000  0.000 -0.144

*BEND*     4.000    0.40000 M  103.401 KG   0.0000 (  98.400 D )
                                                   32.2 M      0.000    0.184 CM                                    155
                                                               0.000    4.945 MR    -0.015
                                                               0.000    0.246 CM     0.000  0.000
                                                               0.000    3.677 MR     0.000 -0.000 -0.209
                                                               0.000    0.447 CM     0.160  0.066 -0.000  0.000
                                                               0.000    0.291 PC     0.059 -0.239  0.000  0.000 -0.114
```

```
*ROTAT*     2.0     0.00 D
                                                         32.2 M        0.000   0.184 CM                                  156
                                                                       0.000   4.945 MR   -0.015
                                                                       0.000   0.246 CM    0.000  0.000
                                                                       0.000   3.677 MR    0.000 -0.000 -0.209
                                                                       0.000   0.447 CM    0.160  0.066 -0.000  0.000
                                                                       0.000   0.291 PC    0.059 -0.239  0.000  0.000 -0.114

*DRIFT*     3.0     0.0000 M
                                                         32.2 M        0.000   0.184 CM                                  157
                                                                       0.000   4.945 MR   -0.015
                                                                       0.000   0.246 CM    0.000  0.000
                                                                       0.000   3.677 MR    0.000 -0.000 -0.209
                                                                       0.000   0.447 CM    0.160  0.066 -0.000  0.000
                                                                       0.000   0.291 PC    0.059 -0.239  0.000  0.000 -0.114

*BEND*      4.000   0.18000 M   56.031 KG   0.0000 (  23.994 D )
                                                         32.4 M        0.000   0.188 CM                                  158
                                                                       0.000   4.720 MR    0.084
                                                                       0.000   0.241 CM    0.000 -0.000
                                                                       0.000   3.677 MR   -0.000 -0.000  0.061
                                                                       0.000   0.438 CM    0.000  0.000 -0.000  0.000
                                                                       0.000   0.291 PC    0.001  0.000  0.000  0.000 -0.000

 *TRANSFORM* 1
            1.09422  -0.01817  -0.00000  -0.00000  -0.00007  -0.00027
           28.12202   0.44689  -0.00001  -0.00001  -0.00002  -0.00017
           -0.00000  -0.00000   1.75086  -0.01422  -0.00000  -0.00000
           -0.00002  -0.00000  13.85680   0.45324  -0.00001  -0.00003
            0.00090   0.00001   0.00000   0.00000  -1.16947   0.33686
            0.00000  -0.00000   0.00000   0.00000  -0.22017  -0.79166

*TRANSFORM*2
                           1.460   0.217  -0.000  -0.000   0.000   0.095
                           3.566   1.215   0.000  -0.000   0.000  14.114
                          -0.000  -0.000   0.230  -0.270   0.000   0.000
                           0.000   0.000   4.841  -1.343   0.000  -0.000
                          -2.026  -0.295   0.000   0.000   1.000   3.557
                           0.000   0.000   0.000   0.000   0.000   1.000

*FIT*     10.0     6. 5.   0.000 / 0.001

                           -0.000
        LABEL = FB2

 *LENGTH*    32.4040 M
```

R(Injektionspfad
im SPC)

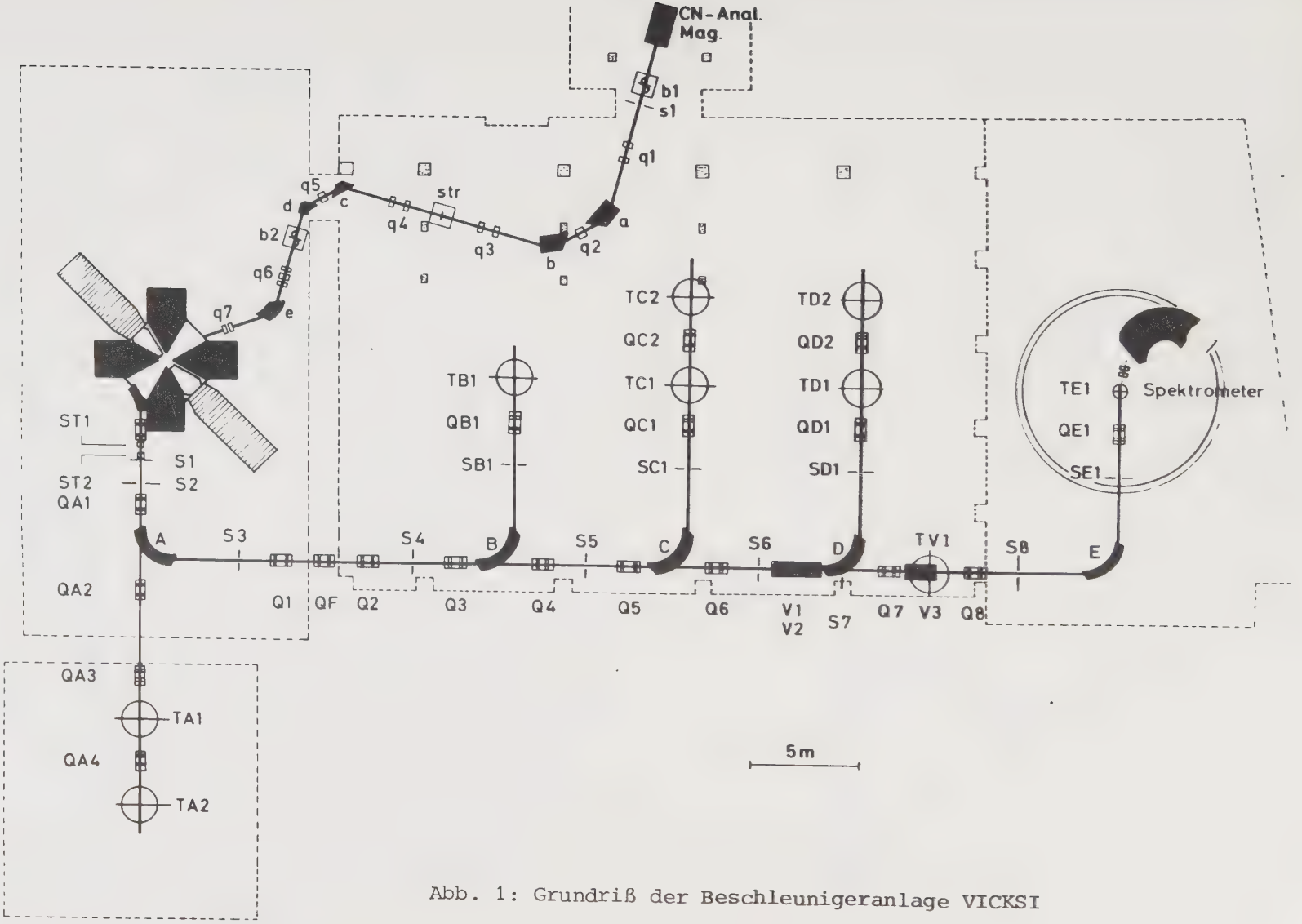
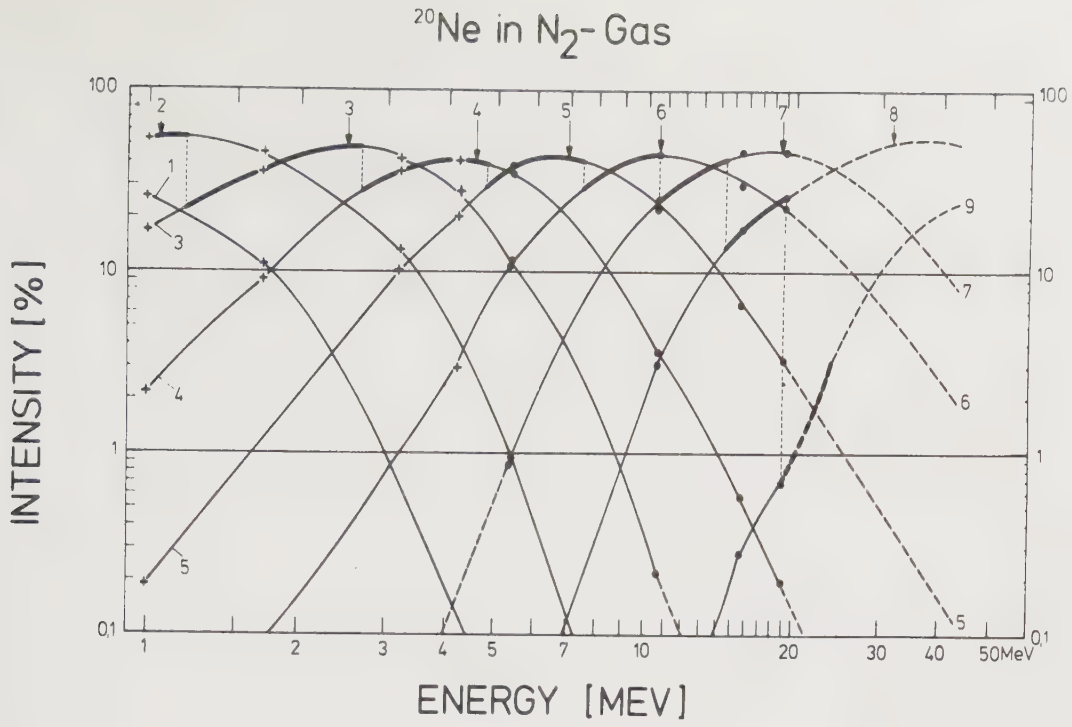


Abb. 1: Grundriß der Beschleunigeranlage VICKSI



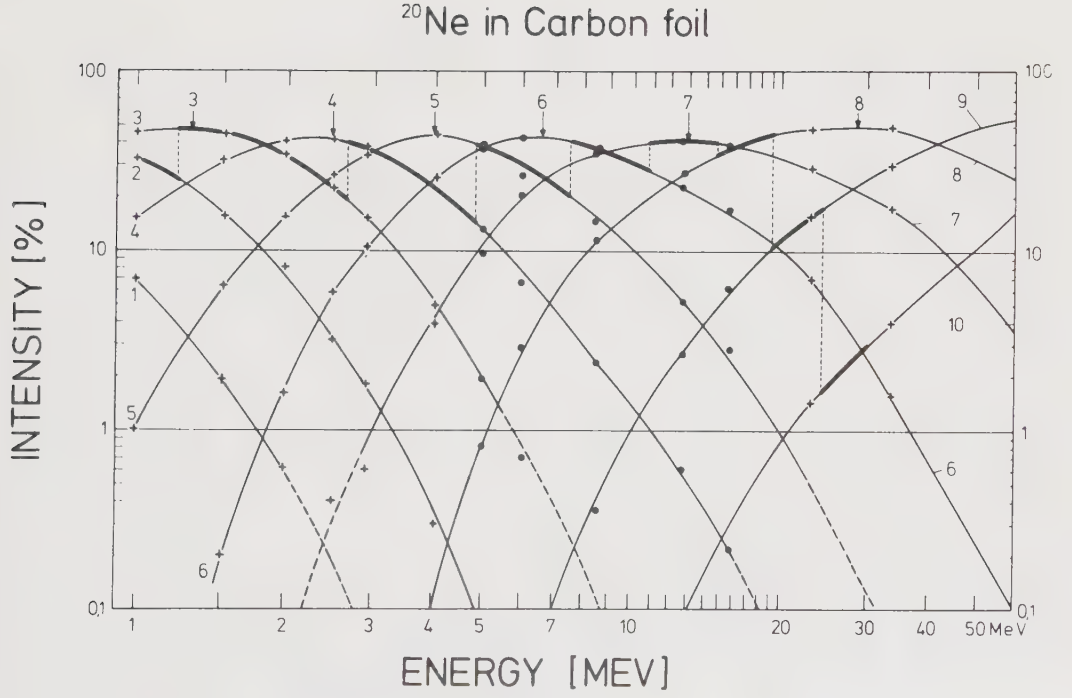
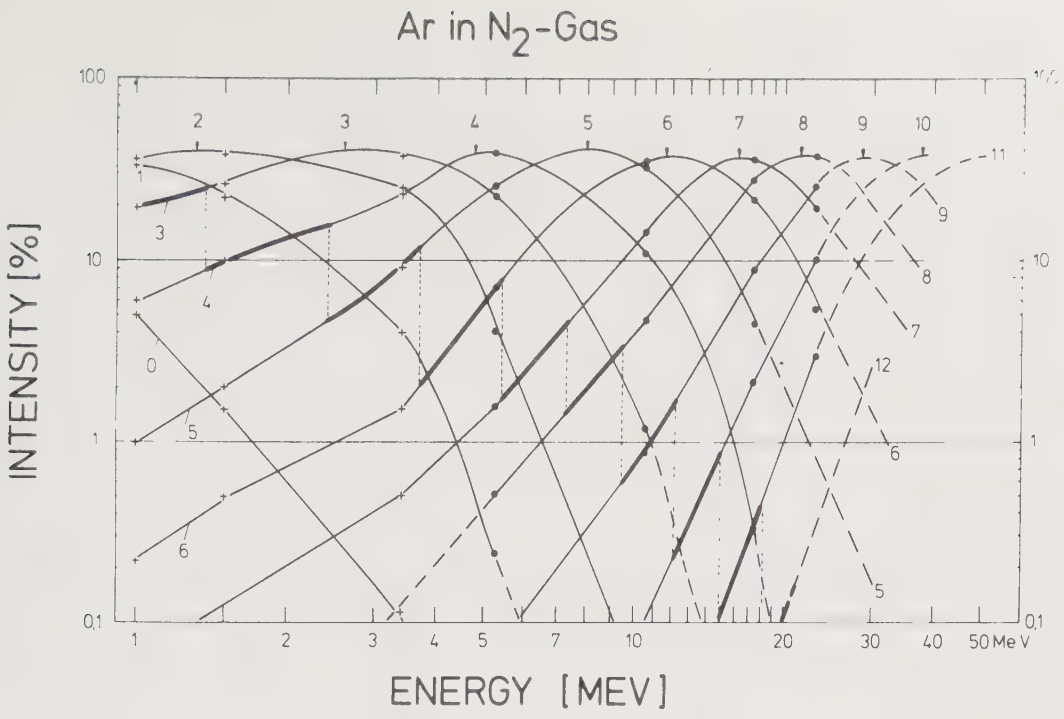


Abb. 2a,b: Intensität der verschiedenen Ladungszustände von Neon-Ionen nach dem Durchgang durch Stickstoffgas bzw. eine Kohlenstoffolie für Gleichgewichtsdicken.



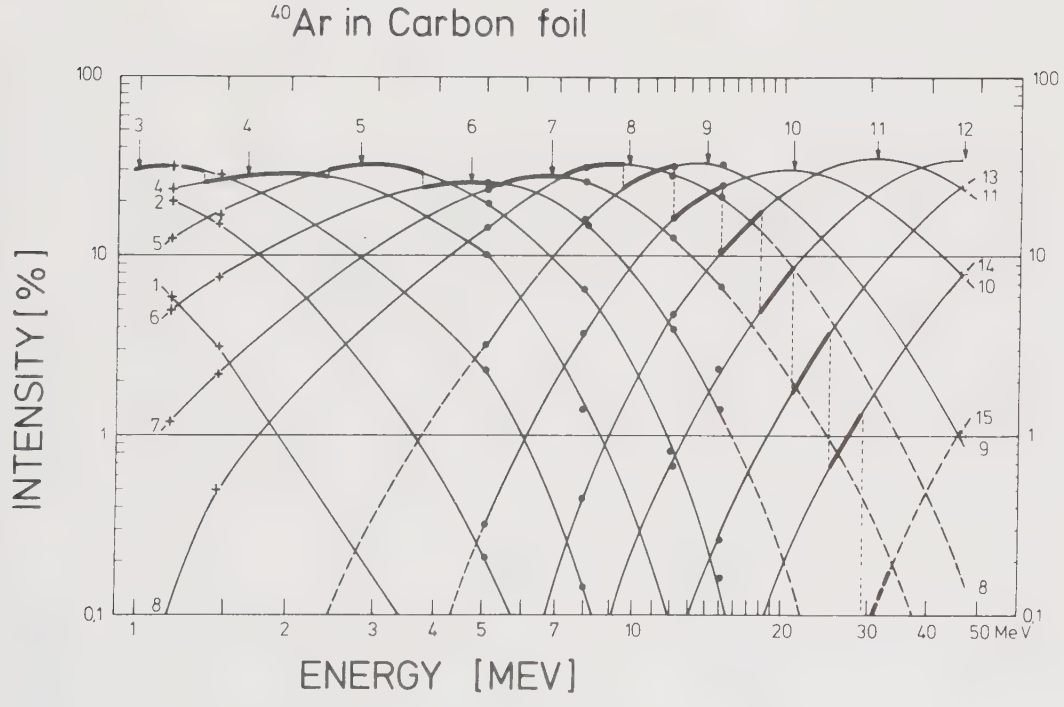


Abb. 2c,d: Intensität der verschiedenen Ladungszustände von Argon-Ionen nach dem Durchgang durch Stickstoffgas bzw. eine Kohlenstoffolie für Gleichgewichtsdicken.

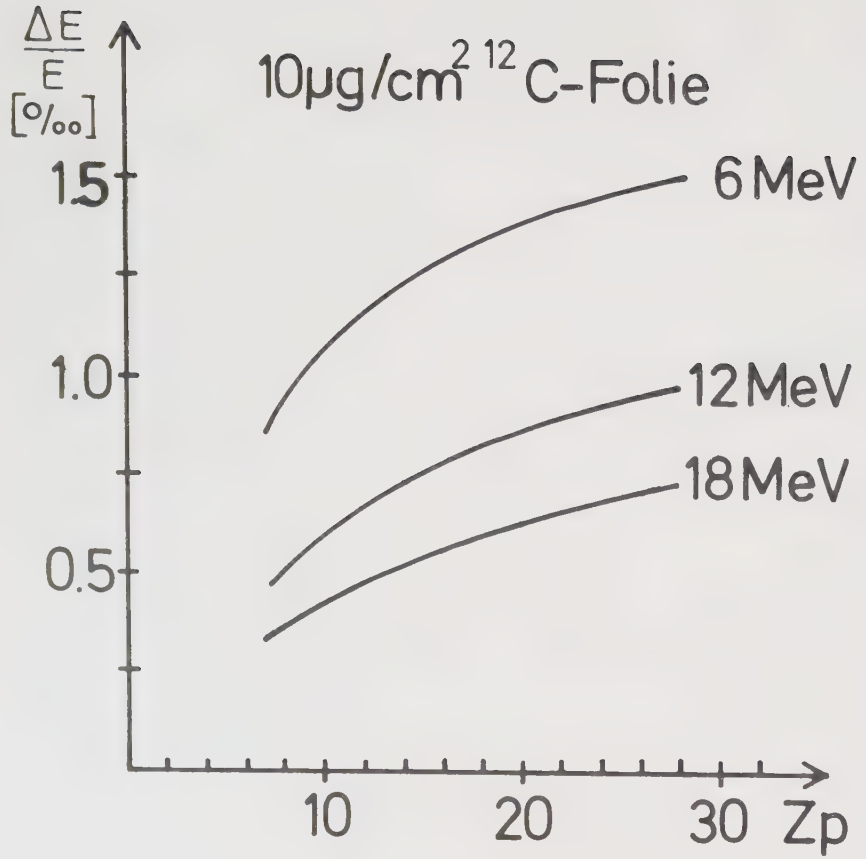


Abb. 3a: Mittlere quadratische Energieverbreiterung $\Delta E/E$ eines Strahls von Ionen der Kernladungszahl Z_p nach dem Durchgang durch eine 10 µg/cm^2 dicke Kohlenstoffolie mit der Einschußenergie als Parameter. Zugrunde liegt die Theorie von Williams (Wil 32).

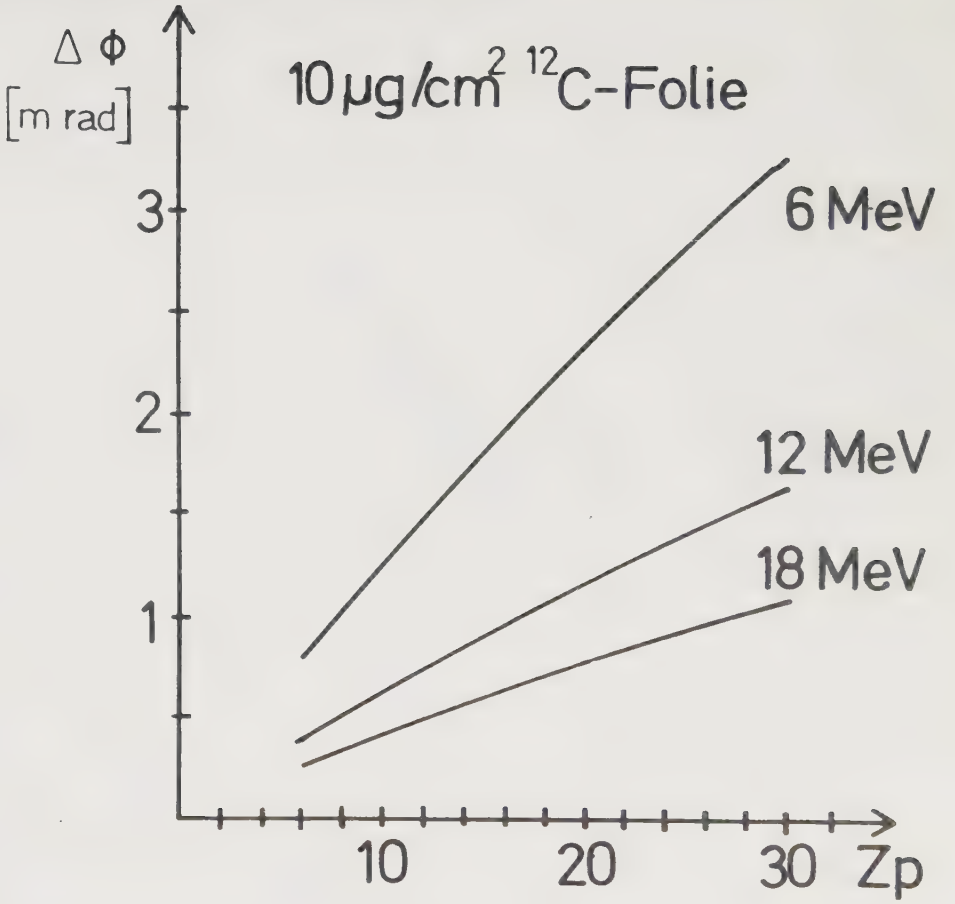


Abb. 3b: Mittlere quadratische Winkelverbreiterung $\Delta\phi$ eines Strahls von Ionen der Kernladungszahl Z_p nach dem Durchgang durch eine 10 µg/cm^2 dicke Kohlenstoffolie mit der Einschußenergie als Parameter. Zugrunde liegt die Theorie von Meyer (Mey 71).

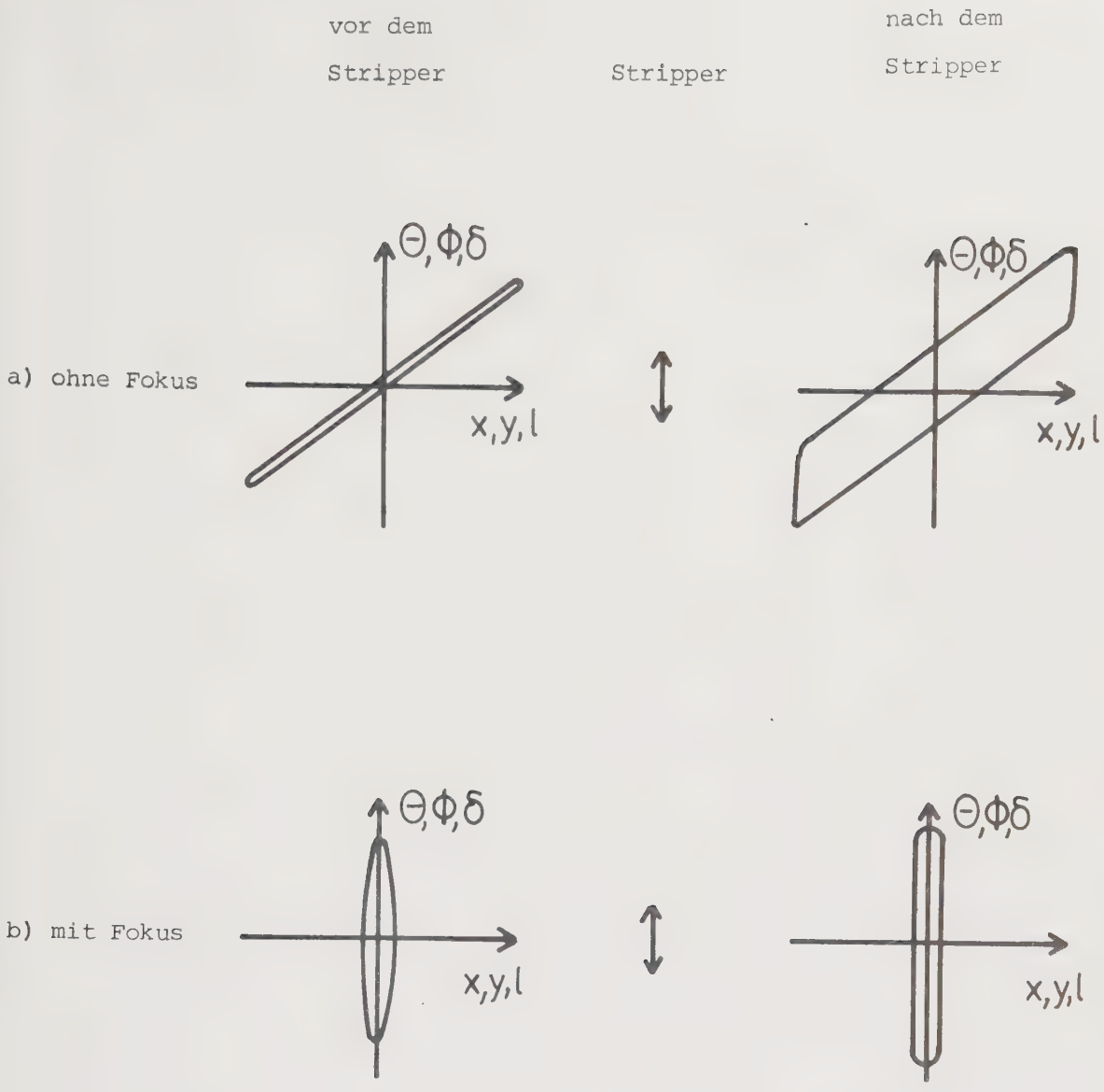


Abb. 4: Veränderung der Phasenellipsen (x,θ), (y,ϕ) und (ℓ,δ) durch statistische Energie- bzw. Winkelstreuung bei schlechter a) und bei guter Strahlanpassung b). Die Streuung im Stripper wird durch den Doppelpfeil ↕ angedeutet. Sie ergibt eine quadratische Addition zu den in den Ordinaten bereits vorhandenen Werten von θ,ϕ und δ. Die unterschiedliche Vergrößerung der Phasenfläche (Emittanz) ist deutlich zu sehen.

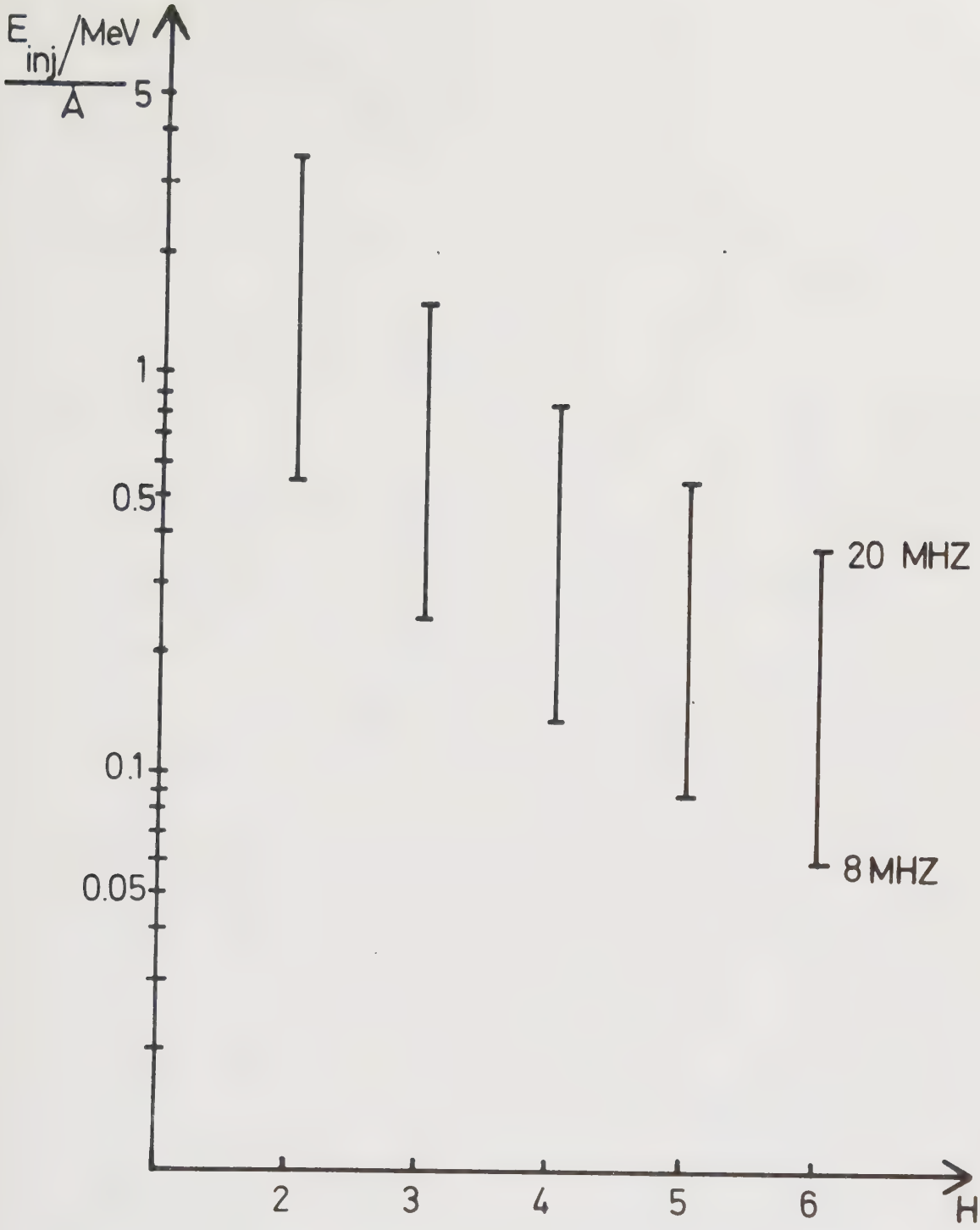


Abb. 5: Für die Harmonischen zwei bis sechs sind zu dem Frequenzband des Zyklotrons die entsprechenden E_{inj}/A-Bereiche für die zu beschleunigenden Ionen aufgetragen.

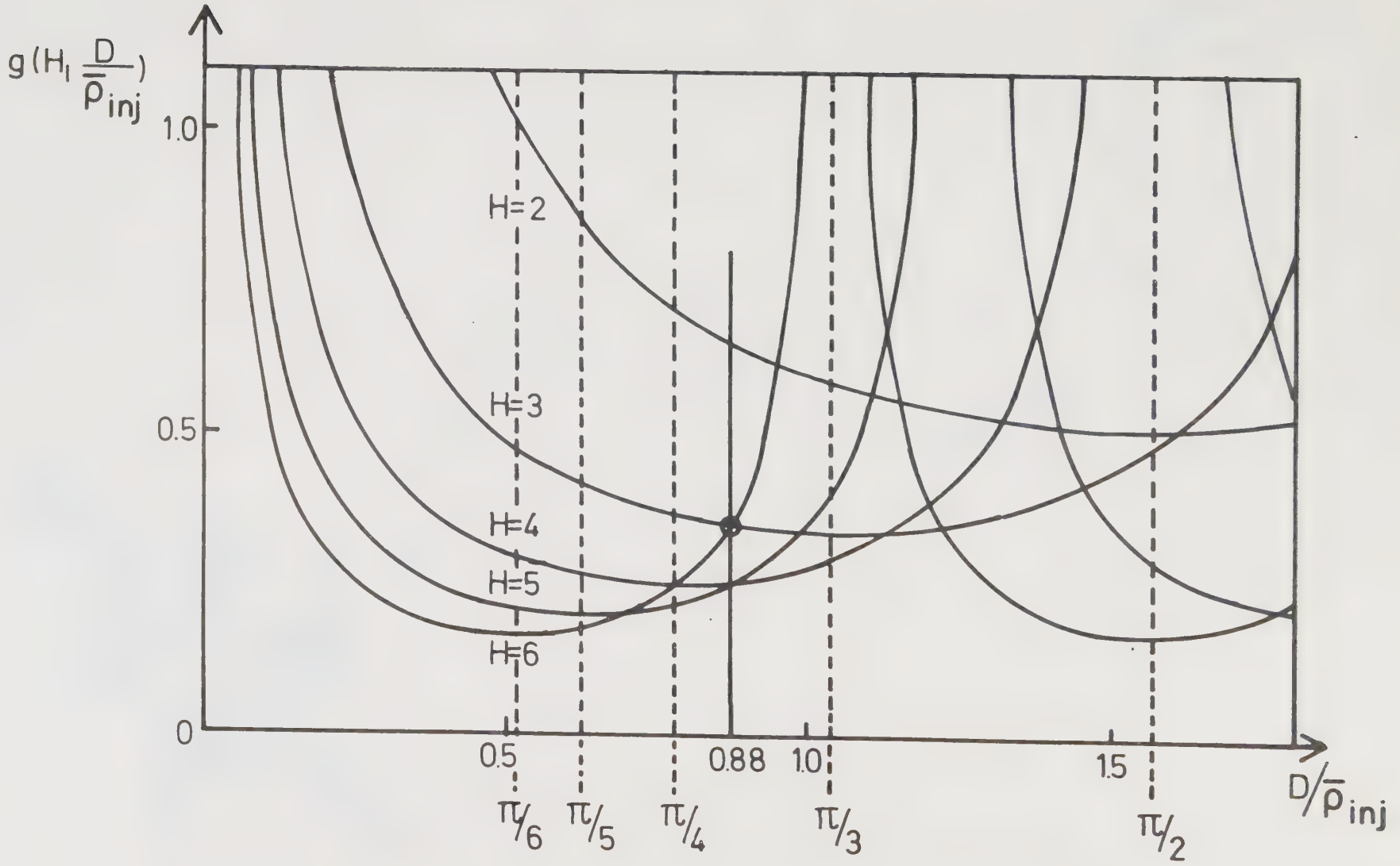


Abb. 6: Zur Erläuterung siehe Kapitel 7.2

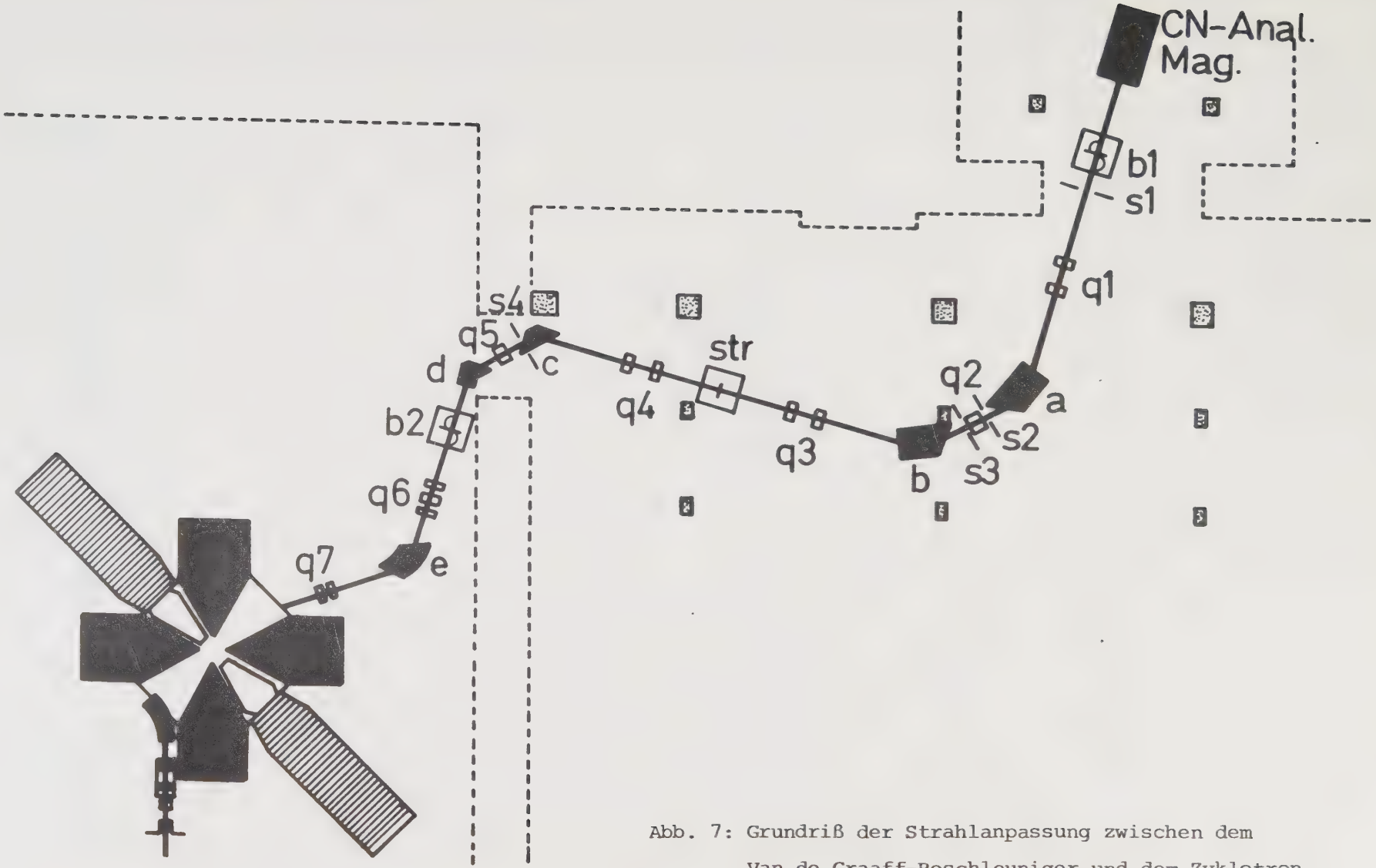


Abb. 7: Grundriß der Strahlanpassung zwischen dem Van de Graaff-Beschleuniger und dem Zyklotron.

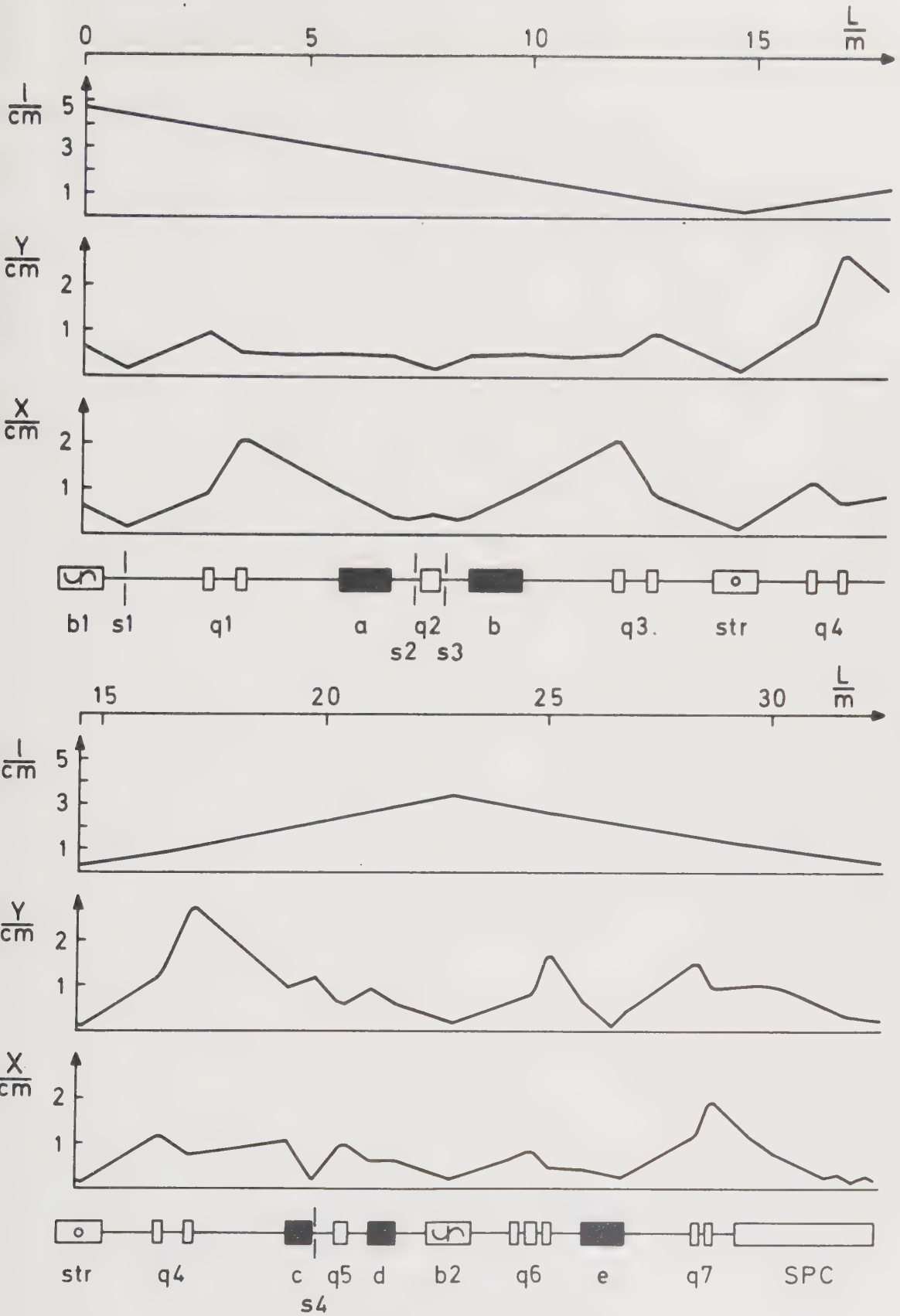


Abb. 8: Die Einhüllenden des Ionenstrahls in longitudinaler, vertikaler und horizontaler Richtung.

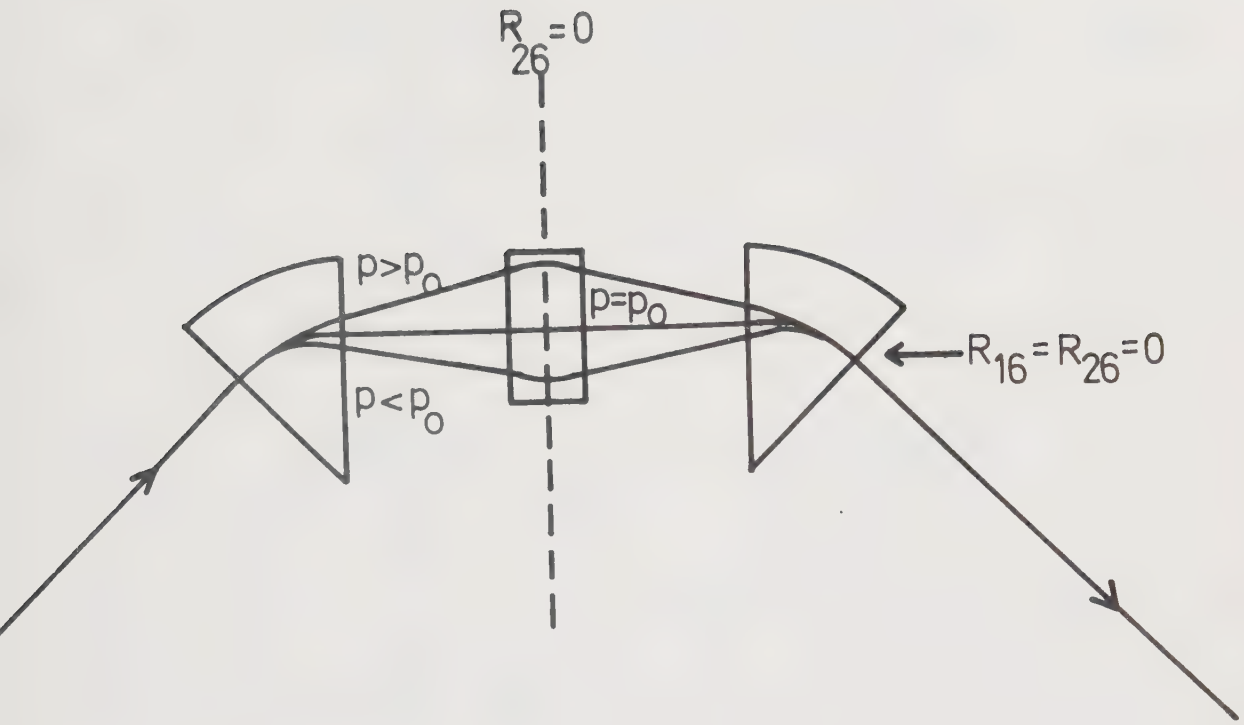


Abb. 9: Wirkungsweise der achromatischen Ablenkeinheit
(siehe Kapitel 8.3).

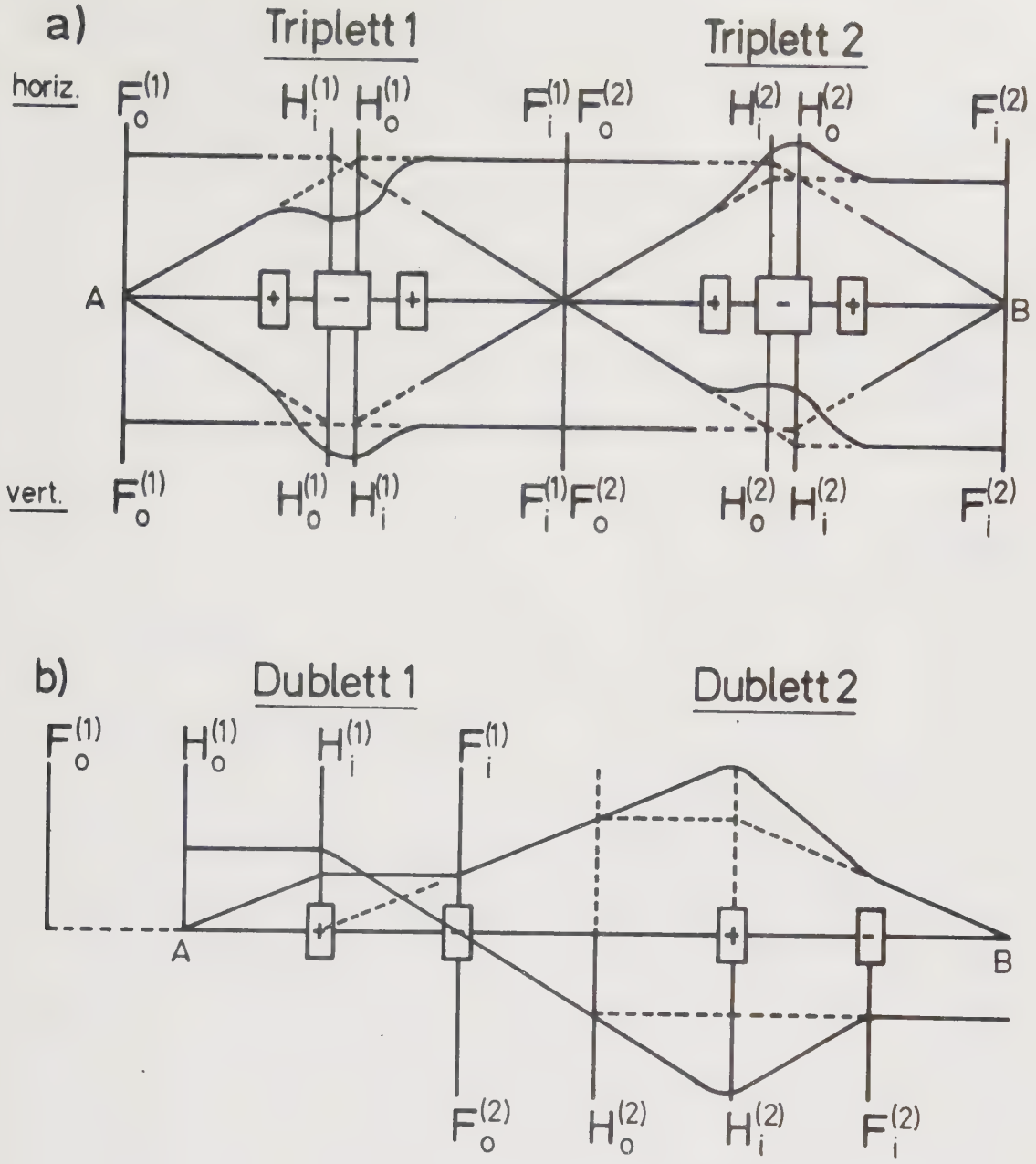


Abb. 10: Einfache, horizontal und vertikal teleskopische Abbildungseinheiten mit zwei symmetrischen Tripletts a) oder zwei antisymmetrischen Dubletts b). In beiden Fällen ist die Bildvergrößerung horizontal und vertikal -1. Zu den Teilsystemen (1) und (2) ist die Lage der objektseitigen und bildseitigen Fokalebenen F_o und F_i sowie die der zugehörigen Hauptebenen H_o und H_i angegeben. Je ein Punkt- und Parallelstrahl ist in a) für die horizontale und vertikale Ebene, in b) nur für die horizontale eingezeichnet. Hier ergibt sich der entsprechende vertikale Strahlverlauf durch Umkehrung der Strahlrichtung.

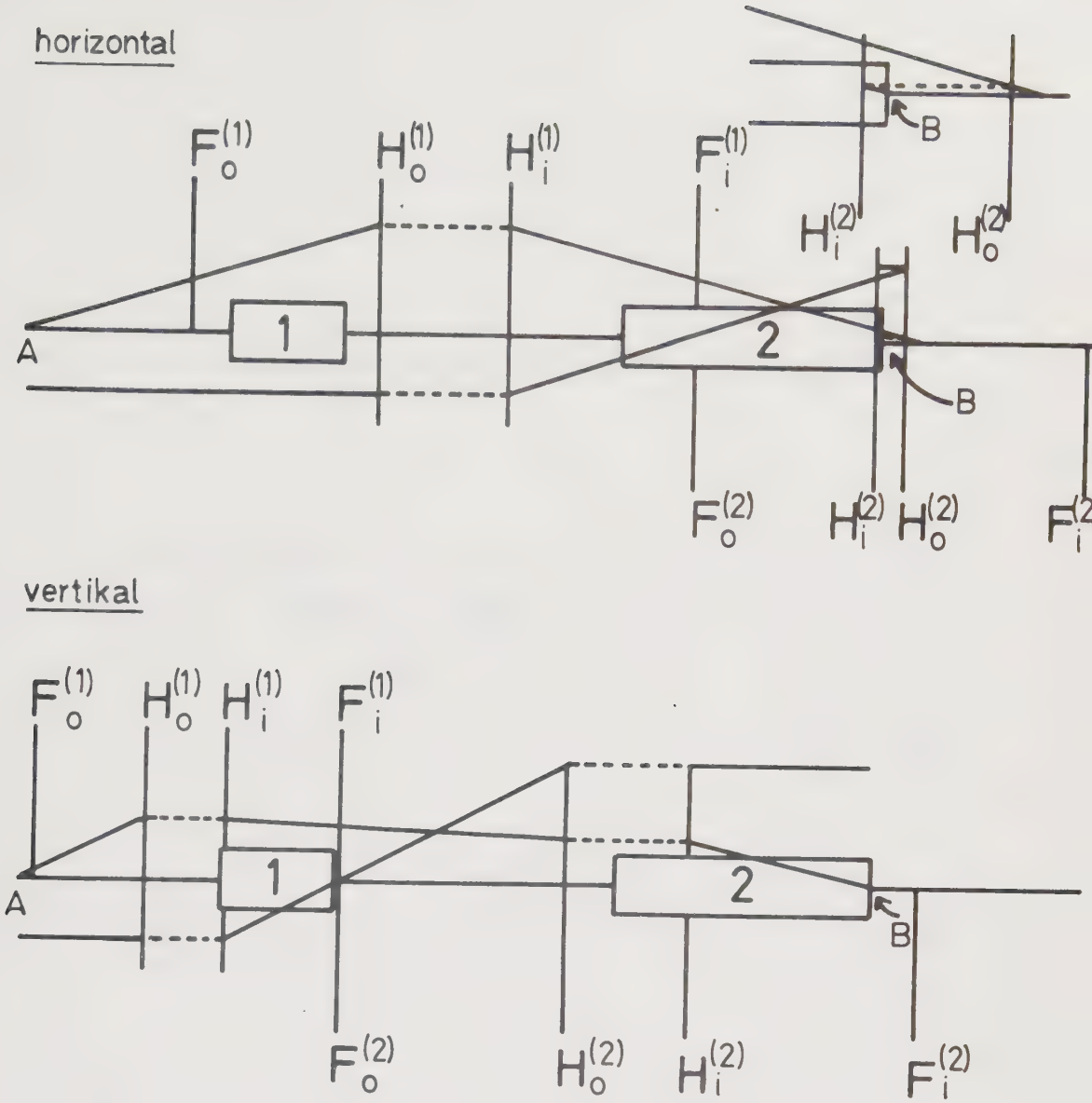


Abb. 11: Teleskopische Abbildung vom Analysierschlitz s1 (A) bis zur Mitte von q2 (B). Zu den Teilsystemen 1 (Quadrupol-Dublett q1) und 2 (Dipolmagnet a bis Mitte von q2) ist die Lage der objektseitigen und bildseitigen Fokalebenen F_o und F_i sowie die der zugehörigen Hauptebenen H_o und H_i angegeben. Für die horizontale und vertikale Ebene ist je ein Punkt- und ein Parallelstrahl eingezeichnet. Im oberen Teil der Abbildung ist für den horizontalen Strahlverlauf die Umgebung des Endpunktes B vergrößert herausgezeichnet.

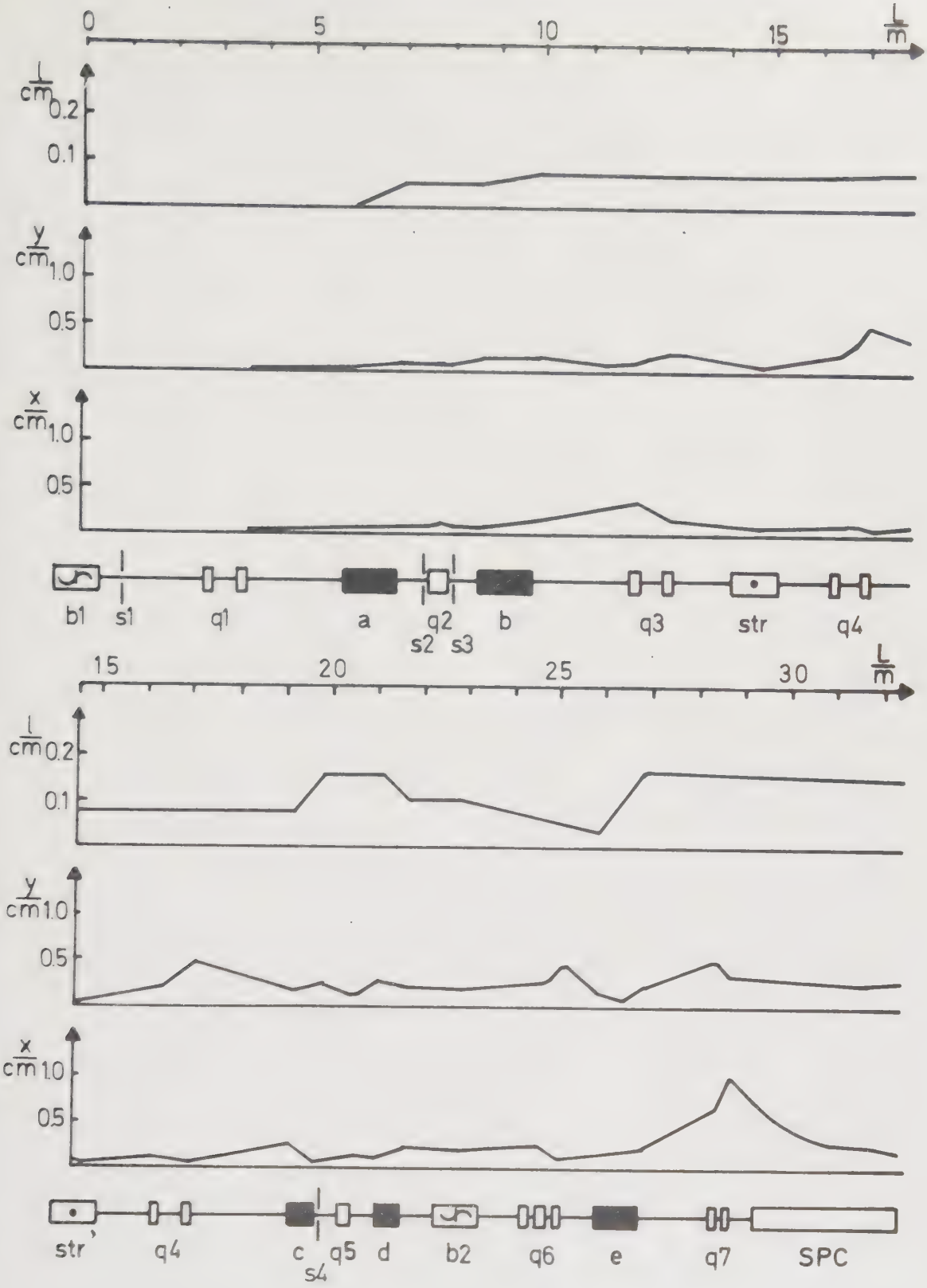
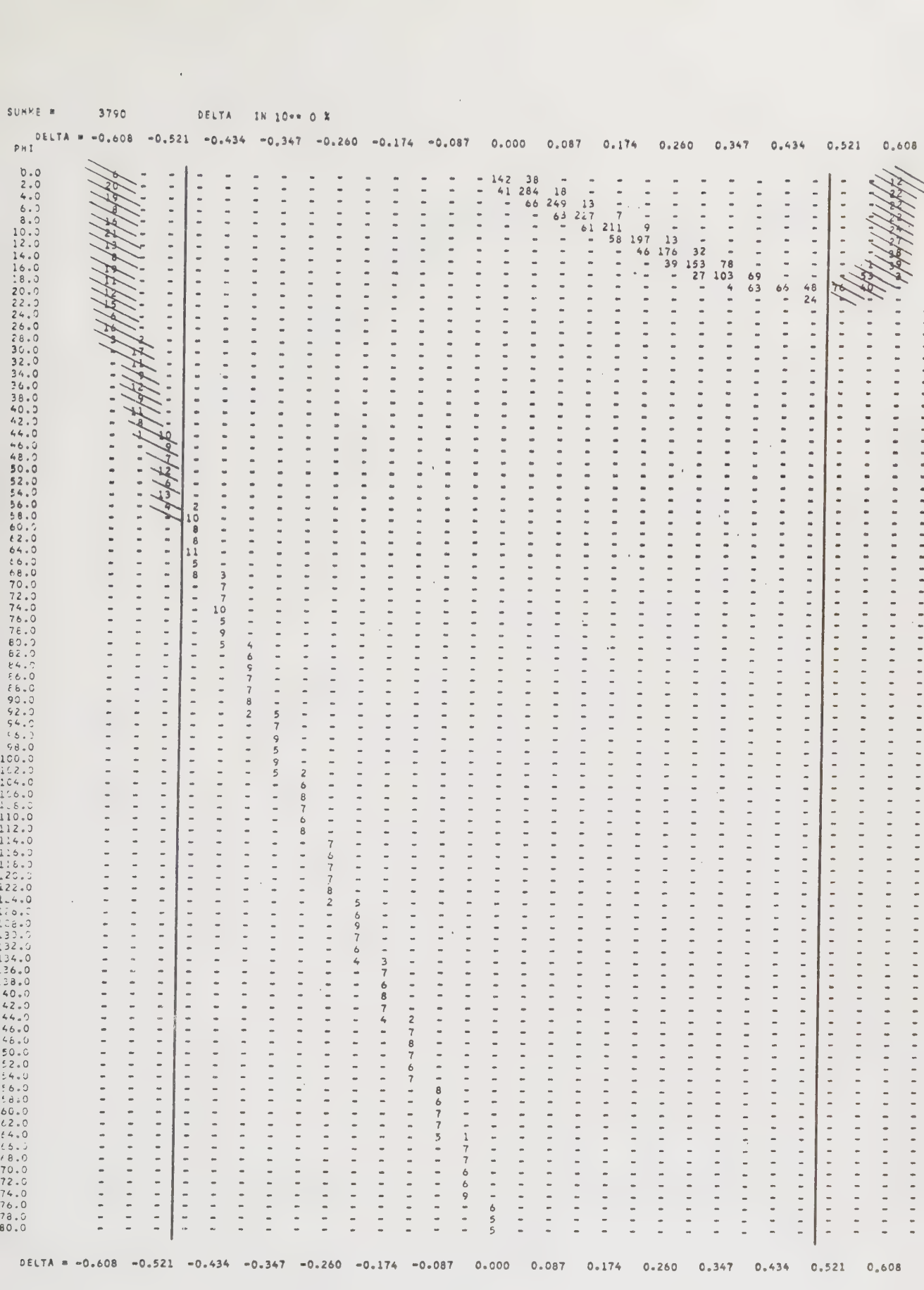
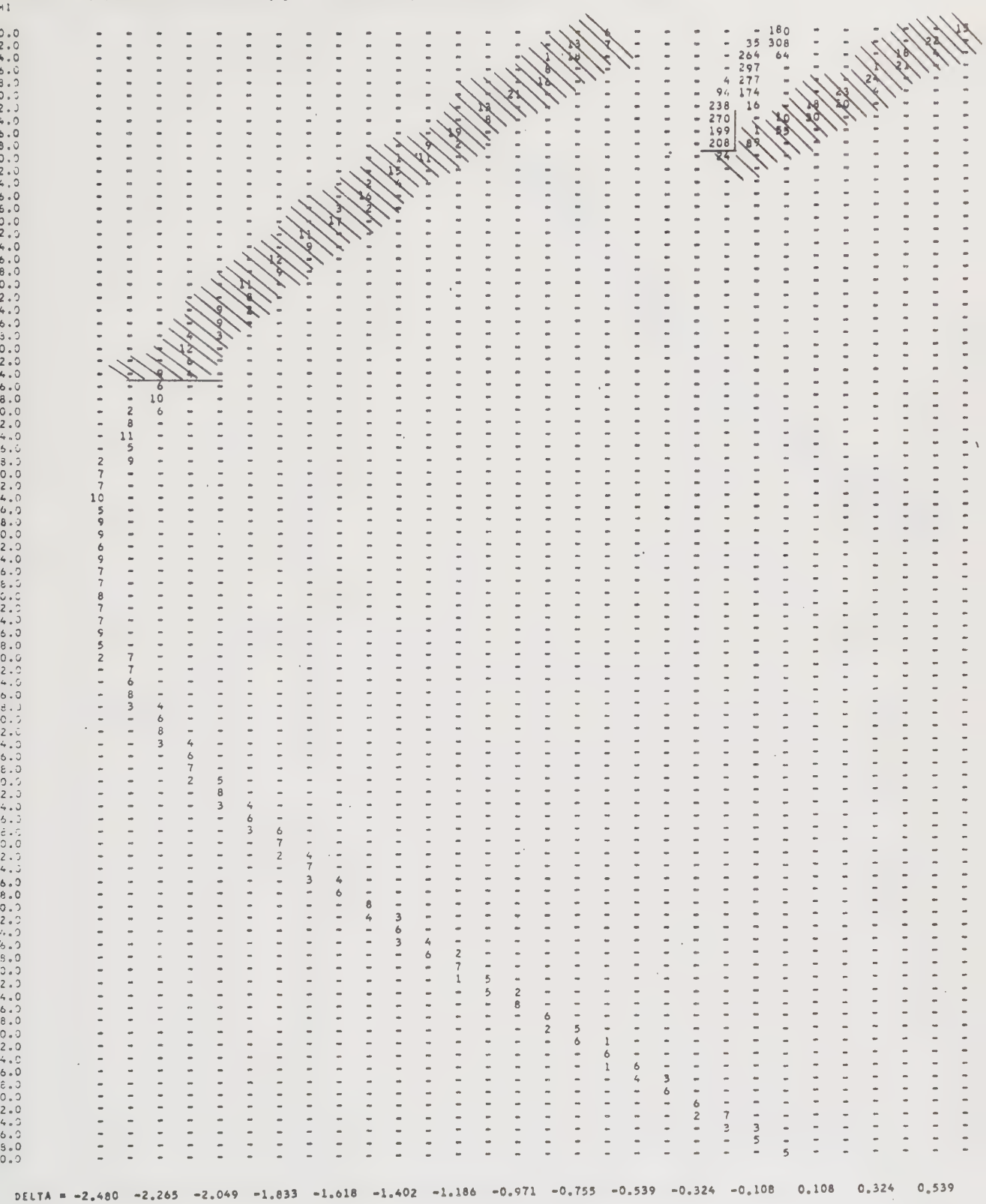


Abb. 12: Auswirkung von Positionierfehlern der magnetoptischen Elemente; Einhüllende aus der "Misalignment"-Rechnung (siehe Kapitel 10.2).

. 13a: (δ-ϕ)-Phasenebene vor b1: ϕ in Grad, δ in 10^{-3} %.



b. 13b: (δ-ϕ)-Phasenebene vor b2: ϕ in Grad, δ in %, H = 4.5 (mit Zwischenfokus bei str). Die schraffierten Teile werden durch Schlitze innerhalb der beiden Achromaten weggeschnitten.



b. 13c: (δ-ϕ)-Phasenebene nach b2: ϕ in Grad, δ in %, H = 4.5 (mit Zwischenfokus bei str).

b. 13d: (δ-ϕ)-Phasenebene im SPC: ϕ in Grad, δ in %; H = 4.5 (mit Zwischenfokus bei str). Die senkrechten, gestrichelten Linien markieren Energie-Schlitze innerhalb des Zyklotrons (vor der ersten Bahn).

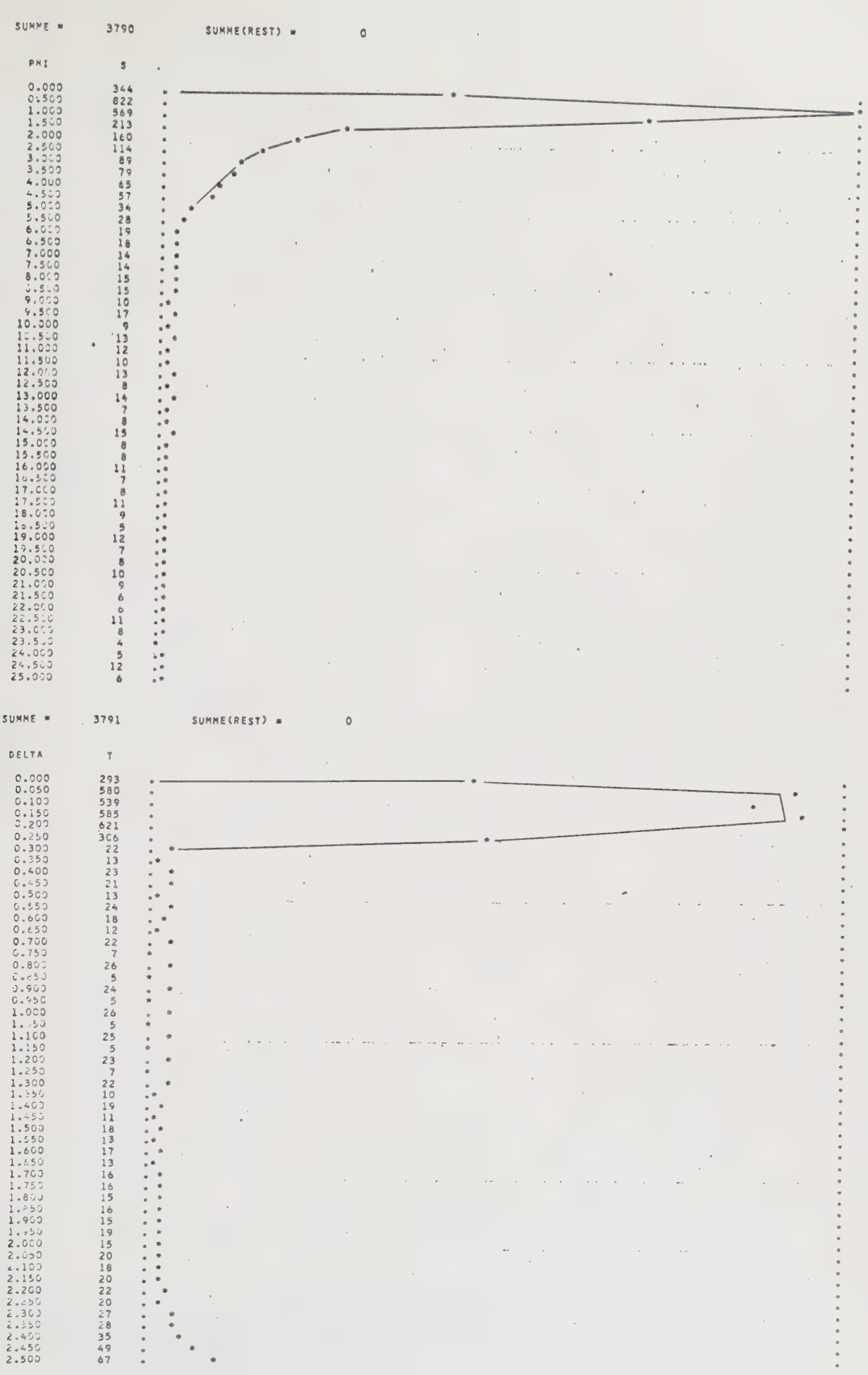
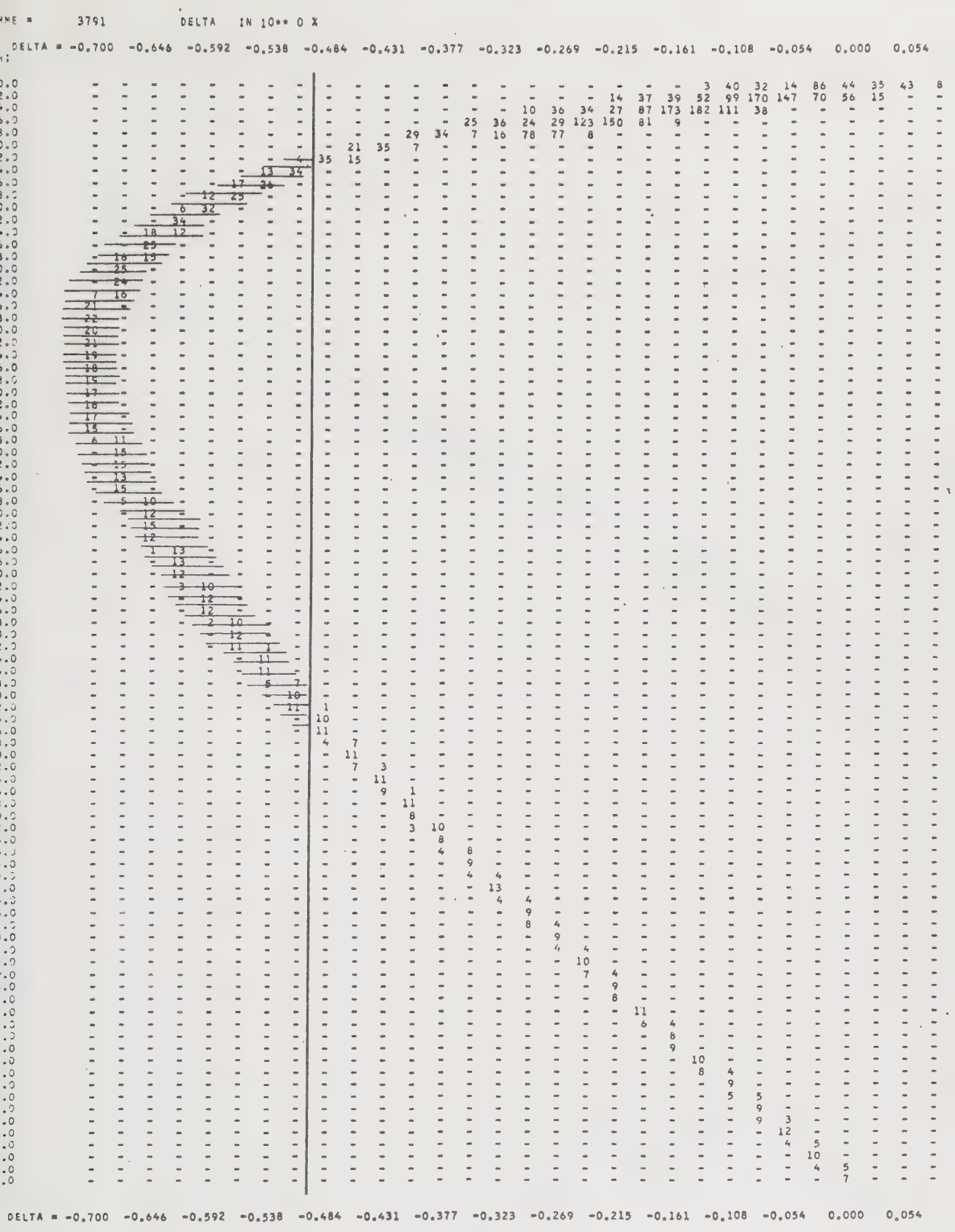
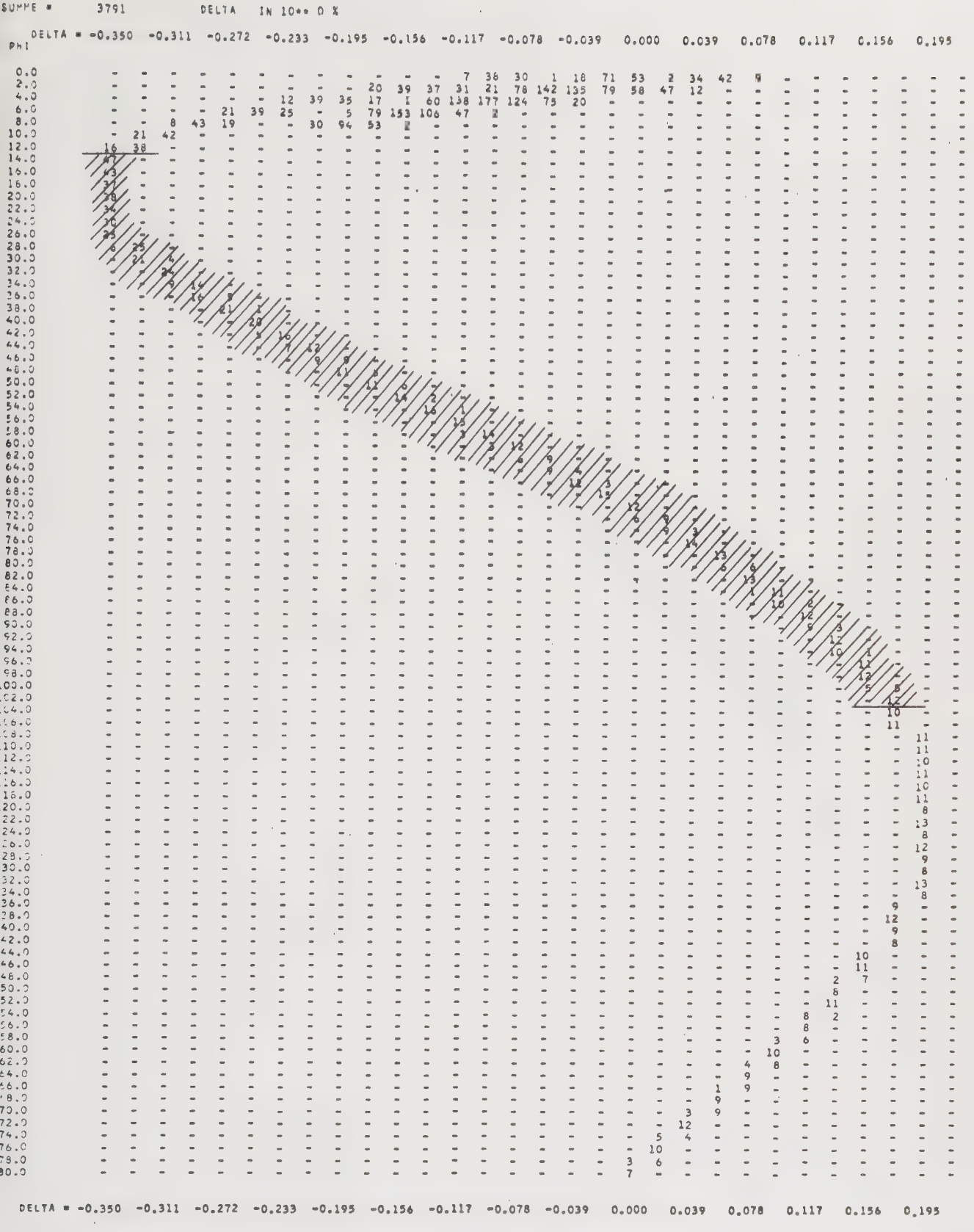


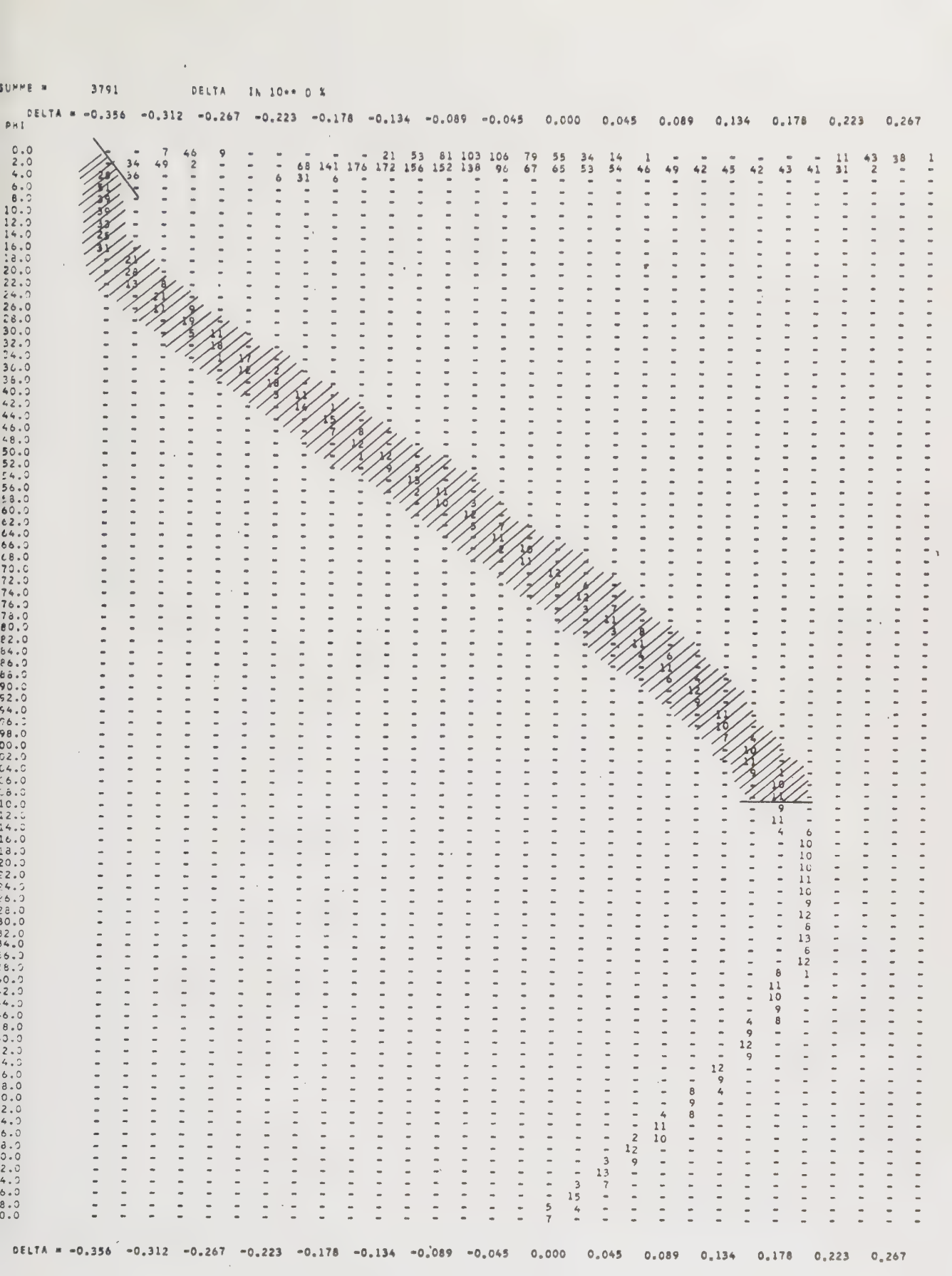
Abb. 13e: Projektionen der (δ-ϕ)-Phasenebene im SPC: (H = 4.5;Zw.F. bei str). Im Bereich $|\phi| \leq 3^{\circ}$, $|\delta| \leq 0.25$ % liegen 60 % der Gesamtintensität.



. 13f: (δ-ϕ)-Phasenebene vor b2: ϕ in Grad, δ in %, H = 2 (ohne Zwischenfokus). Die schraffierten Teile werden durch Schlitze innerhalb der beiden Achromaten weggeschnitten.



b. 13g: (δ-ϕ)-Phasenebene nach b2: ϕ in Grad, δ in %, H = 2 (ohne Zwischenfokus).



b. 13h: (δ-ϕ)-Phasenebene im SPC: ϕ in Grad, δ in %, H = 2 (ohne Zwischenfokus).

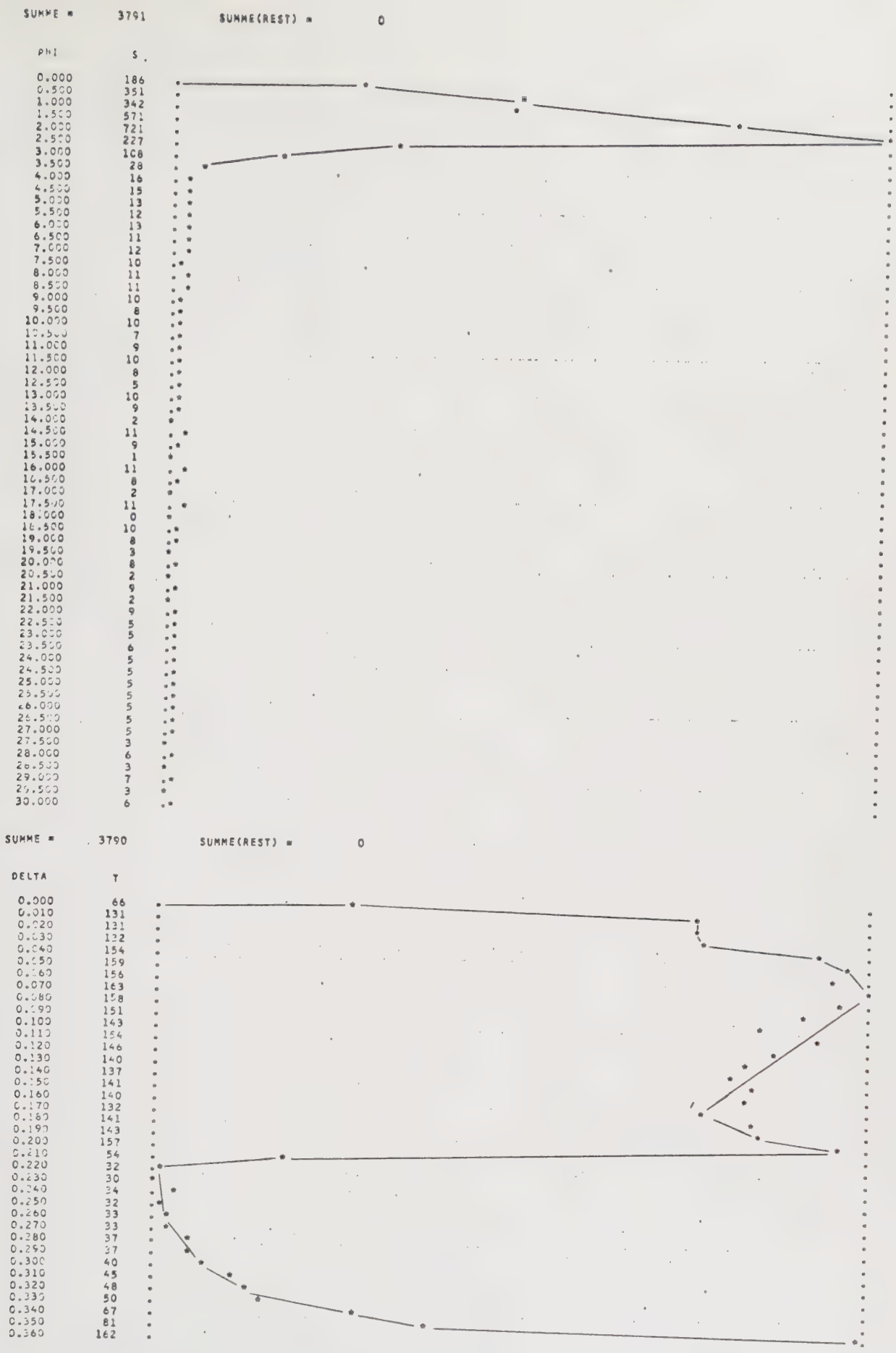


Abb. 13i: Projektionen der (δ-ϕ)-Phasenebene im SPC: (H = 2; ohne Zw.F.).
Im Bereich $|\phi| \leq 3^{\circ}$, $|\delta| \leq 0.25$ % liegen 60 % der Gesamtintensität.

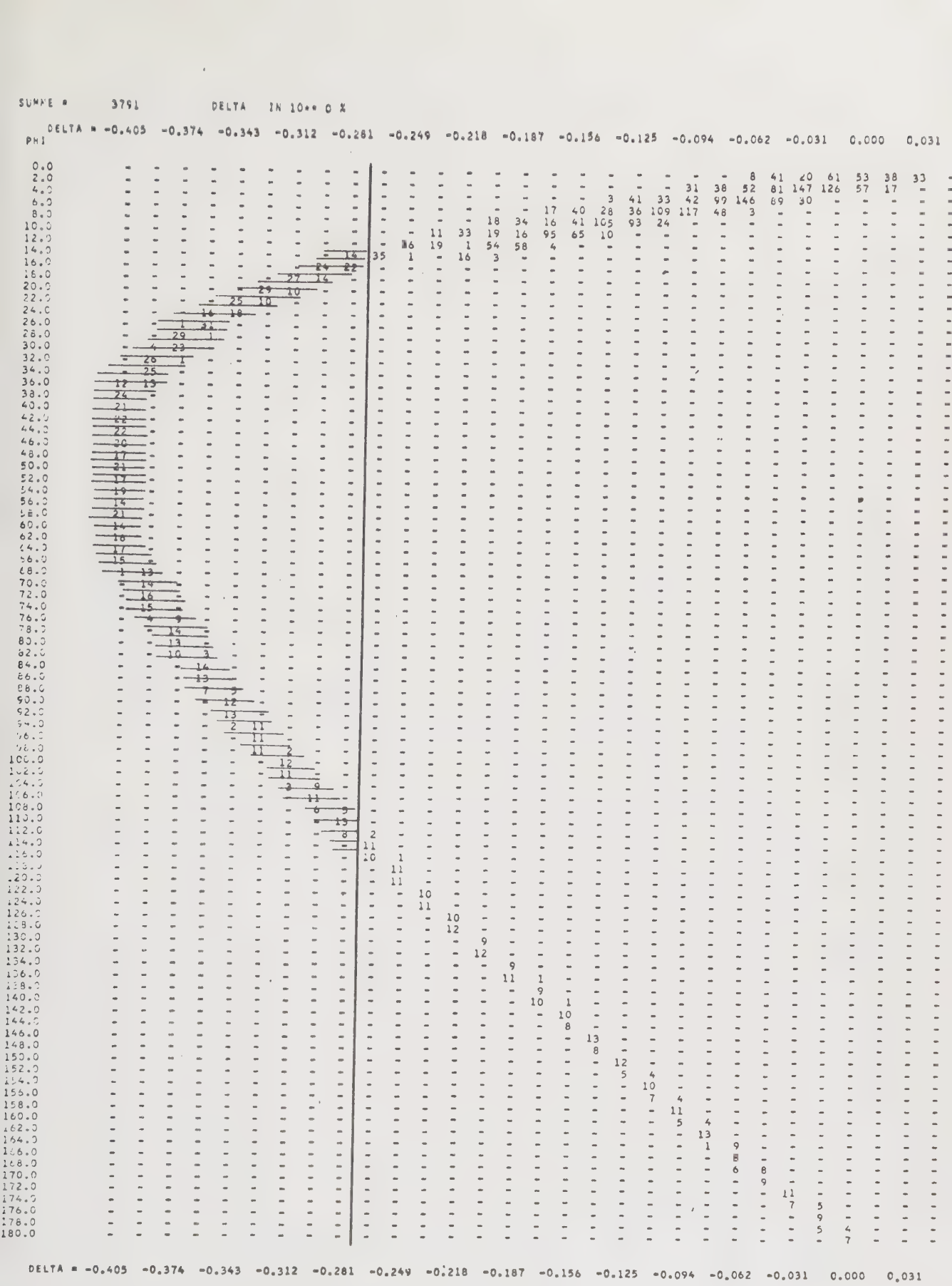


Abb. 13k: (δ-ϕ)-Phasenebene vor b2: ϕ in Grad, δ in %, H = 3 (ohne Zwischenfokus). Die schraffierten Teile werden durch Schlitze innerhalb der beiden Achromaten weggeschnitten.

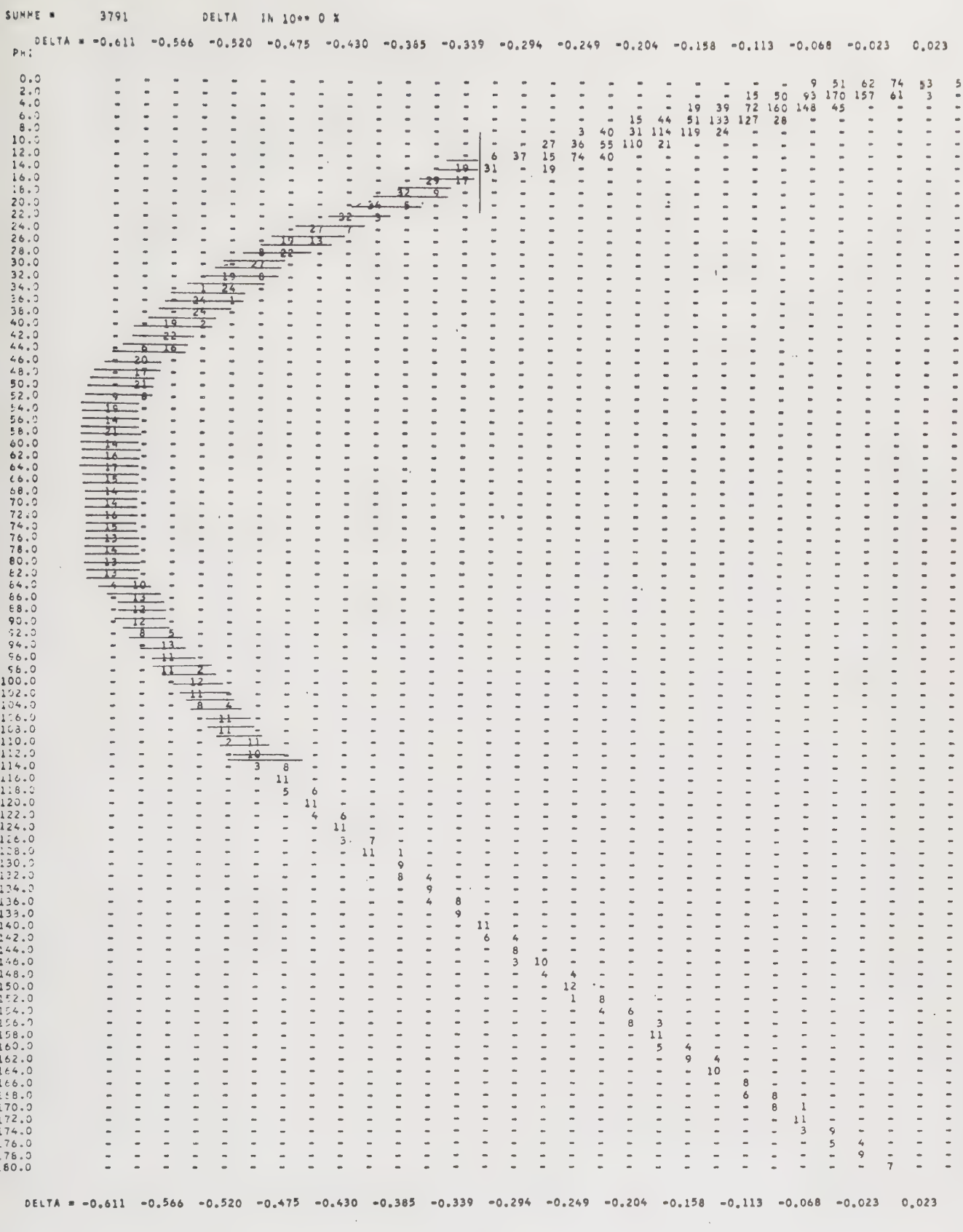


Abb. 13 1: (δ-ϕ)-Phasenebene nach b2: ϕ in Grad, δ in %, H = 3 (ohne Zwischenfokus).

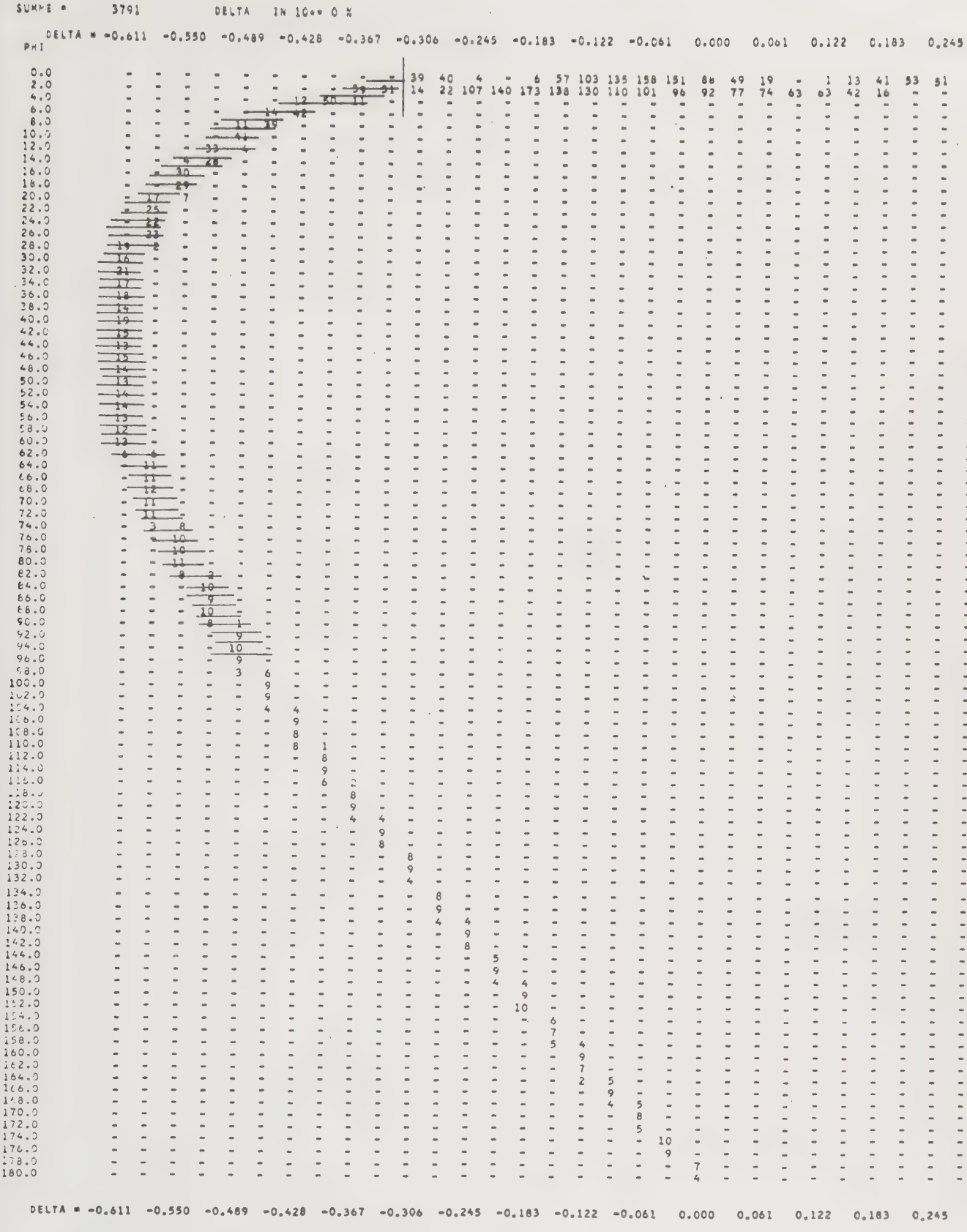


Abb. 13m: (δ-ϕ)-Phasenebene im SPC: ϕ in Grad, δ in %, H = 3 (ohne Zwischenfokus).

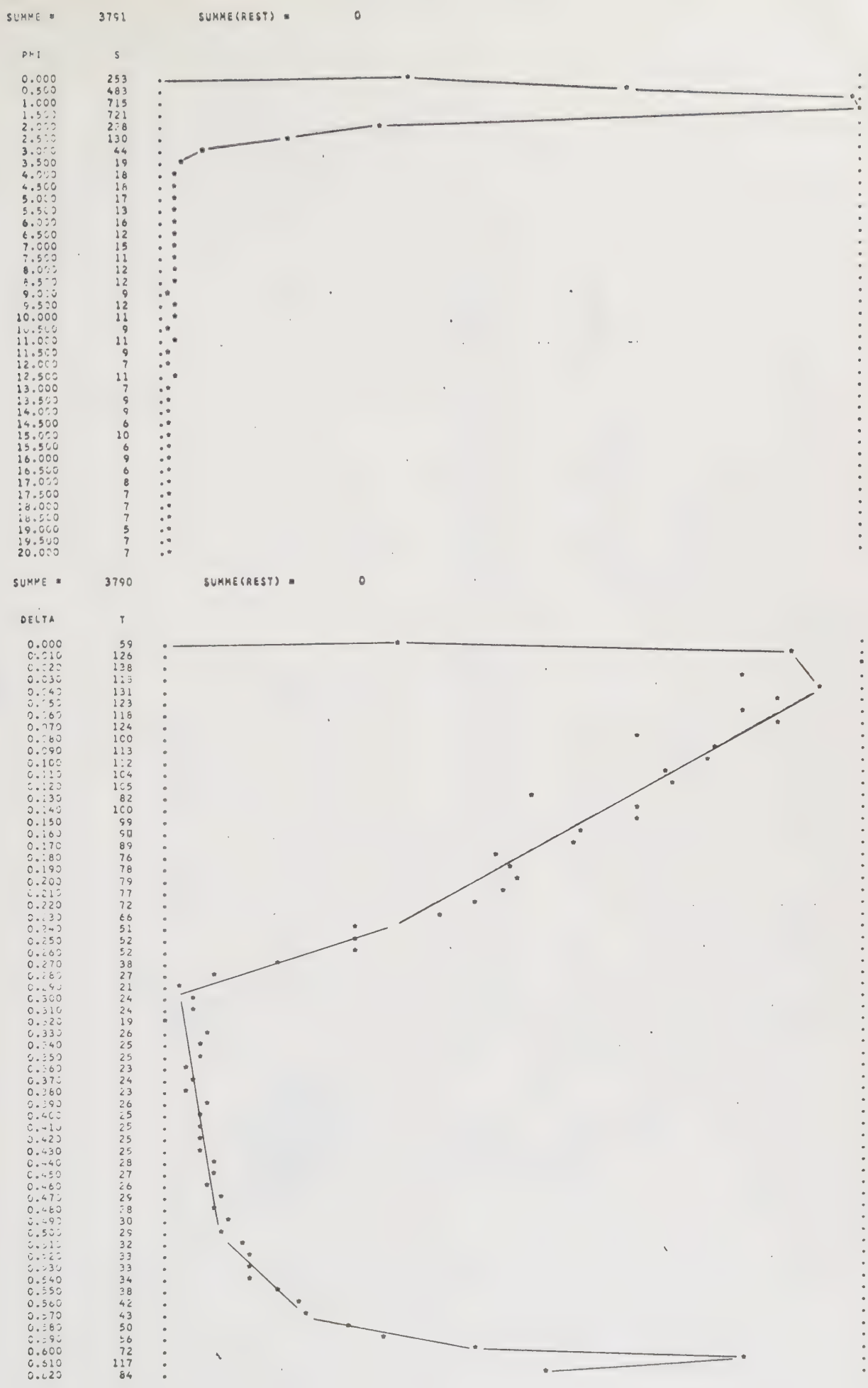


Abb. 13n: Projektionen der (δ-ϕ)-Phasenebene im SPC: (H = 3, ohne Zw.F.).
Im Bereich $|\phi| \leq 3^{\circ}$, $|\delta| \leq 0.25$ % liegen 60 % der Gesamtintensität.

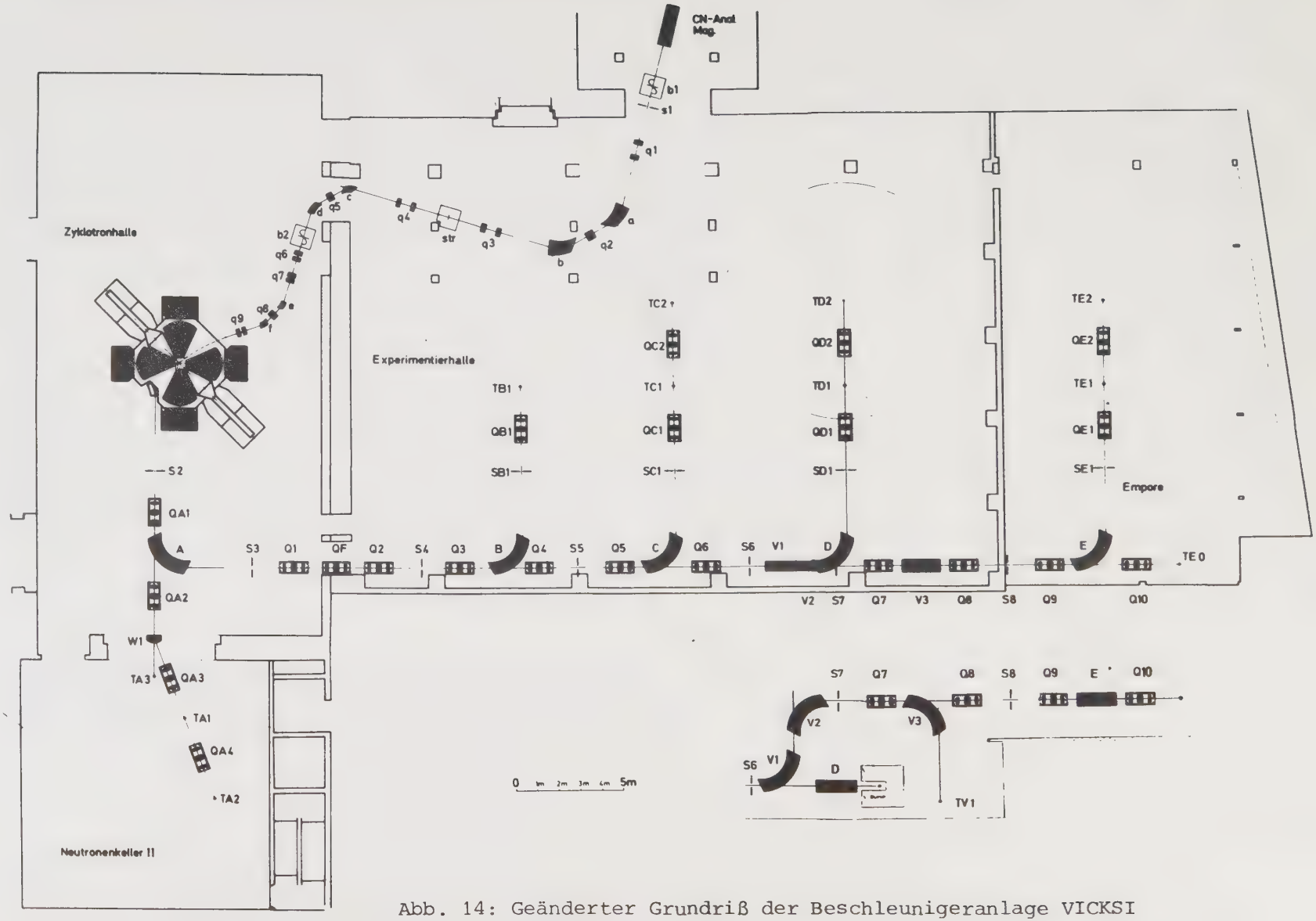


Abb. 14: Geänderter Grundriß der Beschleunigeranlage VICKSI (Stand: Januar 1975).

					2 Zeitfokusse, H=4.5				1 Zeitfokus, H=2				1 Zeitfokus, H=3			
Nr.	L_3	L_1	L_2	L	f_1	f_2	U_{b1}^{max}	U_{b2}^{max}	f_1	f_2	U_{b1}^{max}	U_{b2}^{max}	f_1	f_2	U_{b1}^{max}	U_{b2}^{max}
	m	m	m	m	m	m	KV	KV	m	m	KV	KV	m	m	KV	KV
1	10	11.0	5.79	26.79	11.0	3.67	77.1	77.1	21.9	-10.4	73.4	154.6	25.8	-92.8	32.9	3.0
2	10.5	12.5	6.91	29.91	12.5	4.17	67.9	67.9	25.7	-15.7	62.6	102.4	30.7	155.6	27.6	1.8
3	11	14.0	8.11	33.11	14.0	4.67	60.6	60.6	29.7	-24.8	54.1	64.8	35.9	53.9	23.6	5.2
4	11.25	14.75	8.73	34.73	14.75	4.92	57.5	57.5	31.8	-32.3	50.6	49.8	38.7	43.1	21.9	6.6
5	11.5	15.5	9.38	36.38	15.5	5.17	54.7	54.7	34.0	-43.9	47.3	36.6	41.6	36.8	20.4	7.7
6	11.75	16.25	10.05	38.05	16.25	5.42	52.2	52.2	36.2	-63.7	44.4	25.2	44.6	32.7	19.0	8.6
7	12	17.0	10.74	39.74	17.0	5.67	49.9	49.9	38.5	-105.3	41.8	15.3	47.8	29.9	17.7	9.5
8	9.86	14.37	8.14	32.37	14.37	4.46	59.0	63.4	29.2	-21.1	55.0	76.1	34.4	58.9	24.7	4.8
								46.7^{+}	(29.9	-29.9	53.7	53.7)$^{++}$				

$^{+}$ Bei Beschränkung auf vierte bis sechste Harmonische.

$^{++}$ Führt zu $\Delta E/E = \pm$ 0.54 % bei $\pm$ 30°-Ausleuchtung von b1.

Tabelle 1: Beispiele zur Festlegung der Parameter für den longitudinalen Phasenraum. Nr. 8 ist die realisierte Lösung (siehe Text).

Dipolmagnete (Kantenprofil: Rogowski $\hat{=}$ K1 = 0.70)

Nr.	Ablenk-winkel (Grad)	Ablenk-richtung (rechts/links)	Radius (m)	Kantenwinkel (Grad) Ein-tritt	Kantenwinkel (Grad) Aus-tritt	Polschuh-abstand (cm)	Feld-breite (cm)	B^{+}_{max} (KG)	Netzgeräte
a	45	r	1.5	+18.0	+50.6	±1.5	±2.0	16.1	1 Haupt-Ng.
b	45	r	1.5	+50.6	+18.0	±1.5	±2.0	16.1	1 Korr.-Ng.$^{+}$
c	45	l	0.75	-43.8	+47.1	±1.5	±2.0	5.2	1 Haupt-Ng.
d	45	l	0.75	+47.1	- 6.9	±1.5	±2.0	5.2	1 Korr.-Ng.$^{+}$
e	55	r	1.0	-25.0	+45.0	±1.5	±1.0	3.9	1 Ng.

Quadrupolmagnete

$^{+}$ohne "over shoot"

Nr.	Typ	Apertur (cm)	eff. Längen (cm)	max. Gradient (KG/cm)
q1	Dublett	5.1	23-50-23	1.3
q3	Dublett	5.1	23-50-23	1.3
q2	Singulett	5.1	43	1.0
q4	Dublett	6.35	19-52-19	0.25
q5	Singulett	6.35	28	0.4
q6	Triplett	6.35	19-12-28-12-19	0.5
q7	Dublett	6.35	19-10-19	0.45

Tabelle 2: Parameter der magnetischen Elemente. Bei den Quadrupolmagneten ist für jedes Singulett ein eigenes Netzgerät vorgesehen.

1 11	-9.68-04												
1 12	1.02-02	1 22	-1.05-02										
1 13	1.58-08	1 23	4.02-08	1 33	-6.92-04								cm
1 14	1.17-08	1 24	-7.92-08	1 34	6.79-03	1 44	-2.56-02						
1 15	3.05-02	1 25	3.98-02	1 35	6.34-08	1 45	-2.73-07	1 55	1.27-01				
1 16	4.00-02	1 26	-1.65-02	1 36	1.42-08	1 46	-3.11-07	1 56	3.22-01	1 66	2.01-01		
2 11	-3.48-02												
2 12	3.39-01	2 22	-4.67-01										
2 13	2.73-07	2 23	7.31-07	2 33	-1.63-02								mrad
2 14	6.94-07	2 24	-4.57-06	2 34	1.87-01	2 44	-9.36-01						
2 15	1.62-01	2 25	4.21-01	2 35	1.18-06	2 45	-9.62-07	2 55	5.73-01				
2 16	3.07-01	2 26	-1.28±00	2 36	3.79-07	2 46	-2.13-06	2 56	1.45±00	2 66	8.46-01		
3 11	1.14-08												
3 12	-3.71-08	3 22	4.83-08										
3 13	-4.59-04	3 23	1.00-02	3 33	8.73-09								cm
3 14	2.64-02	3 24	-9.63-02	3 34	-9.42-08	3 44	4.12-07						
3 15	8.19-08	3 25	-3.03-07	3 35	3.77-02	3 45	1.59-01	3 55	-4.36-08				
3 16	8.17-08	3 26	-1.75-07	3 36	4.84-02	3 46	1.02-01	3 56	-2.57-08	3 66	8.71-08		
4 11	2.61-08												
4 12	-4.77-07	4 22	-5.05-07										
4 13	-1.36-03	4 23	1.07-01	4 33	6.62-08								mrad
4 14	2.15-01	4 24	-9.04-01	4 34	-7.67-07	4 44	3.18-06						
4 15	3.78-07	4 25	-1.10-06	4 35	9.56-02	4 45	8.32-01	4 55	2.42-06				
4 16	4.58-07	4 26	-9.36-07	4 36	2.42-01	4 46	2.24-01	4 56	6.67-06	4 66	4.78-06		
5 11	-4.47-03												
5 12	-1.57-02	5 22	5.16-02										
5 13	1.24-08	5 23	3.53-08	5 33	1.73-03								cm
5 14	1.38-07	5 24	9.80-08	5 34	-1.35-02	5 44	2.69-02						
5 15	-8.78-02	5 25	-7.79-02	5 35	1.25-07	5 45	9.78-07	5 55	3.91-01				
5 16	-1.14-01	5 26	-9.03-02	5 36	2.14-07	5 46	1.07-06	5 56	-9.86-01	5 66	-5.89-01		
6 11	3.07-04												
6 12	-9.11-04	6 22	1.13-02										
6 13	1.22-09	6 23	-5.73-09	6 33	8.23-04								%
6 14	-2.65-09	6 24	4.74-09	6 34	-5.93-04	6 44	9.51-03						
6 15	0.0	6 25	0.0	6 35	0.0	6 45	0.0	6 55	0.0				
6 16	-4.22-04	6 26	1.54-03	6 36	-4.90-10	6 46	-1.10-08	6 56	0.0	6 66	6.42-03		

Tabelle 3: Die Auswirkung von Beiträgen zweiter Ordnung auf den Strahl. Erläuterungen siehe Kapitel 9.2.

Literaturverzeichnis

Hin 73: Frank Hinterberger, Das Strahlführungssystem für VICKSI, HMI-B-135, Mai 1973 und F. Hinterberger et al., Nucl. Instr. and Meth. 121 (1974) 525

BKH 69: Karl L. Brown, Barbara K. Kear, Sam K. Howry, TRANSPORT / 360 - A Computer Program for Designing Charged Particle Beam Transport Systems, SLAC-Report No. 91, November 1969

BlF 69: K. Blasche, R. Friehmelt, UNILAC-Bericht Nr. 1-69

EHH 74: B. Efken, D. Hahn, D. Hilscher und G. Wüstefeld, Untersuchung des Durchgangs schwerer Ionen durch Materie (Stripper), VICKSI-Statusbericht Nr. 4

Bet 73: Betz et al., Atomic Data 5 (1973) 113

Wil 32: E. J. Williams, Proc. Roy. Soc, (London) A135 (1932) 108

Mey 71: L. Meyer, Phys. Status Solidi 44 (1971) 253

HeB 66: J. C. Herrera und E. E. Bliamptis, Symmetry Properties of Beam Handling Systems, Rev. Sci. Instr. 37 (1966) 183

Reg 67: E. Regenstreif in "Focussing of Charged Particles", Hrsg. A. Septier, Academic Press, New York und London 1967, Bd. 1, Seite 355

Pro 70: M. Promé in "Linear Accelerators", Hrsg. P. M. Lapostolle und A. L. Septier, North-Holland Publishing Company, Amsterdam 1970, Seite 789

Diese Arbeit wurde im Bereich Kern- und Strahlenphysik des Hahn-Meitner-Instituts für Kernforschung Berlin GmbH unter der Leitung von Herrn Prof. Dr. K. H. Lindenberger und der Betreuung von Herrn Dr. K. H. Maier durchgeführt.

Wesentliche Anregung und Hilfestellung erhielt ich durch Diskussionen mit Herrn Dr. F. Hinterberger aus Bonn sowie durch die vielen Gespräche mit meinen Mitarbeitern an diesem Projekt. Helena Lindquist und Stig Lindbäck von der Firma Scanditronix halfen durch ihre gute Zusammenarbeit bei der Behandlung der Probleme, die sich im Bereich der Schnittstelle zwischen dem Zyklotron und der Strahlanpassung ergaben. Fr. E. Rutetzki besorgte die Reinschrift der Arbeit.

Ihnen allen, besonders Herrn Maier für seine geduldige Diskussionsbereitschaft, sei herzlich gedankt.

L e b e n s l a u f

Am 1. Mai 1945 wurde ich als Sohn des Chemie-Ingenieurs Otto Hinderer und seiner Ehefrau Annemarie, geb. Lühr, in Hamberg/Krs. Pforzheim geboren. Ich habe zwei ältere Schwestern, einen älteren und einen jüngeren Bruder.

Nach einer vierjährigen Grundschulzeit besuchte ich ab Ostern 1955 das Gymnasium Oberursel/Taunus. Im Februar 1965 legte ich dort meine Reifeprüfung ab.

Es folgten zwei Jahre Tätigkeit in der Bundeswehr, bevor ich im Sommersemester 1967 an der Universität Frankfurt/Main das Studium der Physik aufnahm. Am 10. Mai 1969 legte ich dort meine Vordiplomprüfung in Physik ab. Danach führte ich das Studium fort an der Universität München, wo ich im Wintersemester 1970/71 unter der Leitung von Herrn Prof. Dr. C. Zupančič im Rahmen einer Arbeitsgruppe am Tandem-Beschleuniger in Garching meine Diplomarbeit begann über das Thema "Messung der Reaktionsprodukte aus der Kernreaktion $^{16}O+^{16}O$". Am 25. Mai 1972 legte ich an der Universität München die Diplom-Hauptprüfung in Physik ab.

Seit 1. Juni 1972 bin ich im Rahmen des Projekts VICKSI wissenschaftlicher Assistent am Hahn-Meitner-Institut in Berlin.